N° d'ordre : 86

Contribution à l'étude des jets moléculaires monocinétiques par sélection mécanique des vitesses

---

THÈSE

présentée

à la FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BESANÇON

pour obtenir le titre de

DOCTEUR de TROISIÈME CYCLE

(Spécialité : Métrologie)

par

Michèle GRÉPIN née MALVESIN

Ingénieur ENSCMB - Licenciée ès Sciences

Soutenue le 4 Juillet 1969, devant la Commission d'Examen :

Monsieur P. MESNAGE : Président
Monsieur M. OLIVIER : Examinateur
Monsieur F. LHOTE : Examinateur

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547627_0015

N° d'ordre : 86

Contribution à l'étude des jets moléculaires monocinétiques par sélection mécanique des vitesses

---

THÈSE

présentée

à la FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BESANÇON

pour obtenir le titre de

DOCTEUR de TROISIÈME CYCLE

(Spécialité : Métrologie)

par

Michèle GRÉPIN née MALVESIN

Ingénieur ENSCMB - Licenciée ès Sciences

Soutenue le 4 Juillet 1969, devant la Commission d'Examen :

Monsieur P. MESNAGE : Président
Monsieur M. OLIVIER : Examinateur
Monsieur F. LHOTE : Examinateur

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE DE BESANCON

FACULTE DES SCIENCES

DOYENS HONORAIRES : MM. GLANGEAUD
JACQUEMAIN

PROFESSEURS HONORAIRES : MM. BAILLAUD, DUFFIEUX, THIRY, TRILLAT, UEBERSFELD, VINCENSINI

MAITRE DE CONFERENCES HONORAIRE : M. GRANIER

DOYEN	M. THIEBAUT	Pétrographie minéralogie
ASSESSEUR	M. BERNARD	Physique chimie
PROFESSEURS	M. TRONCHET	Botanique
	M. CHATELET	Mathématiques
	M. PERROT	Chimie générale
	M. PLUVINAGE	Physique théorique
	M. DREYFUSS	Géologie minéralogie
	M. MESNAGE	Chronométrie
	M. THEOBALD	Géologie historique
	M. QUANTIN	Botanique
	M. CHALEAT	Mécanique appliquée
	M. RIPPLINGER	Physiologie animale
	M. VIENOT	Physique générale
	M. GOMOT	Zoologie
	M. ARBEY	Astronomie
	M. GALATRY	Physique moléculaire
	M. THEOBALD J.G	Spectroscopie hertzienne
	M. DEVIN	Chimie générale
	M. CERUTTI	Chimie appliquée
PROFESSEUR ASSOCIE	M. DEFIX	Mécanique appliquée
PROFESSEURS SANS CHAIRE	M. POTIER	Physique des solides
	M. REAL	Biologie animale
	M. VALLEE	Mathématiques appliquées
	M. GOUARNE	Mathématiques
	M. PARIZET	Mathématiques

MAITRES DE CONFERENCES	M. ROBERT J.	Mathématiques
	M. MERIGOUX	Physique
	M. OLIVIER	Physique
	M. BANTEGNIE	Mathématiques
	M. ROBERT D.	Physique
	M. BIDAULT	Botanique
	M. BULABOIS	Physique générale
	M. CHAUVE	Géologie
	M. GAUDEMER	Biochimie
	M. MONTAGNER	Psycho-physiologie
CHARGES D'ENSEIGNEMENT	M. MASSONIE	Mécanique théorique
	M. HELLEGOUARCH	Mathématiques
	M. MIELLOU	Calcul numérique
	M. RUEDIN	Mathématiques
	M. LHOTE	Chronométrie

CONSEILLER ADMINISTRATIF UNIVERSITAIRE M. LAMBERT

Avant d'exposer notre présent travail réalisé dans le cadre du Laboratoire de l'Ecole Nationale Supérieure de Chronométrie et de Micromécanique, nous tenons à exprimer notre gratitude à :

Monsieur le Professeur MESNAGE, Directeur de l'Ecole, pour les facilités de travail qu'il nous a accordées.

Monsieur OLIVIER et Monsieur LHOTE, Maîtres de Conférences, qui ont bien voulu accepter de faire partie de notre jury.

Monsieur Jean-Pascal VALENTIN, Maître-Assistant, pour son aide efficace et les précieux conseils qu'il nous a prodigués.

Nous adressons nos remerciements

aux premiers collaborateurs de Monsieur MESNAGE,
au personnel technique et administratif, et particulièrement à

Mademoiselle BOTTERON et Monsieur THIEBAUD pour la présentation de ce texte,

Monsieur ROY, Technicien CNRS et Monsieur RENARD, Aide-Technique, qui ont collaboré à la réalisation de l'ensemble mécanique.

S O M M A I R E

- INTRODUCTION page .4

- CHAPITRE I - Sélection dans un jet moléculaire des molécules ayant une vitesse déterminée page. 6

A/ Loi de répartition des vitesses dans un jet moléculaire page. 6

B/ Principes de filtres de vitesse. Sélection de molécules page. 10

1 - Procédés mécaniques page. 10

1.1- Sélecteur cylindrique à fentes hélicoïdales page. 11

1.2- Sélecteur circulaire à fentes en spirale page. 13

1.3- Sélecteur à disques page. 14

2 - Procédé électrique page. 16

3 - Procédé magnétique page. 17

4 - Procédé thermique page. 18

C/ Projet de sélecteur page. 19

1 - Définition des paramètres page. 19

2 - Etude de la résolution page. 20

- CHAPITRE II - Etude de deux sélecteurs de vitesses et des ensembles nécessaires à leur fonctionnement page. 23

A/ Caractéristiques des sélecteurs page. 23

B/ Examen des techniques et des problèmes rencontrés au cours de l'élaboration du montage page 25

1 - Techniques relatives au vide page. 25
1-1 - Assemblage page. 25
1.2 - Etanchéité - Détection des fuites page. 26
1.3 - Dégazage page. 28
2 - Vibrations page. 28
3 - Problèmes mécaniques page. 30
4 - Problèmes électriques page. 32

- CHAPITRE III - Détection des jets page. 34
A/ Différents types de détecteurs page. 34
1 - Détecteur SternPirani page. 34
2 - Détecteur à condensation page. 35
3 - Détecteurs chimiques page. 35
4 - Détection par ionisation de surface page. 35
5 - Détecteur à bombardement électronique page. 36
B/ Etude d'un détecteur particulier : le spectromètre de masse page. 37

- CHAPITRE IV - Déflexion du jet page. 41
A/ Théorie de la déflexion d'une molécule dans un champ électrique page. 41
1 - Généralités - Effet Stark page. 41
2 - Déflecteurs moléculaires page. 43
2.1 - Déflecteur octopole page. 44
2.2 - Déflecteur cylindrique page. 47
B/ Utilisation d'un déflecteur pour tester l'efficacité du sélecteur de vitesse page. 50
C/ Réalisation d'un déflecteur page. 53

- CHAPITRE V - Ensemble réalisé page. 54

A/ Source page. 54

B/ Chambre de filtrage page. 55

C/ Chambre de déflexion page. 56

D/ Chambre d'analyse page. 57

- CHAPITRE VI - Résultats expérimentaux page. 59

A/ Mise sous vide de l'ensemble page. 59

B/ Déflexion des molécules par un déflecteur octopole page. 60

C/ Analyse du jet dans la chambre d'analyse page. 62

D/ Essais du sélecteur de vitesse page. 63

- CONCLUSION -

- BIBLIOGRAPHIE -

N.B. : Dans le texte, les références entre crochets renvoient à la bibliographie.

INTRODUCTION

Le travail présenté dans les pages suivantes est une contribution à l'étude des jets moléculaires lents et monocinétiques.

Les recherches concernant les jets atomiques et moléculaires ont pris un développement considérable depuis la découverte et les premières réalisations d'étalons de fréquences par émission stimulée.

L'obtention d'un jet monocinétique est intéressante en ce sens que les opérations de déviation et de séparation sur le jet se trouvent facilitées dès l'instant où l'on peut considérer le jet comme monochromatique (au sens classique du terme).

La sélection de molécules de vitesse plus faible que la vitesse la plus probable se justifie par des actions électriques et magnétiques d'autant plus marquées que la vitesse du jet est plus petite.

Dans l'étude suivante nous nous sommes plus particulièrement intéressés à la monochromaticité du jet.

Nous avons dans une première partie, à laquelle sont consacrés deux chapitres, étudié dans leur théorie la distribution des vitesses au sein d'un jet et la sélection d'une bande de vitesses.

Une seconde partie traite de la détection des jets et de leur déflexion par un champ électrique.

Dans une troisième partie enfin, nous donnons les résultats expérimentaux, après avoir décrit l'ensemble mécanique du montage que nous avons réalisé.

- CHAPITRE I -

SELECTION DANS UN JET MOLECULAIRE DES MOLECULES AYANT UNE VITESSE DETERMINEE

A/ - Loi de répartition des vitesses dans un jet moléculaire

Avant d'aborder l'étude de la distribution des vitesses dans un jet moléculaire, il nous semble utile de rappeler les résultats obtenus par la théorie de Maxwell pour une assemblée de N molécules possédant trois degrés de liberté de translation.

L'équilibre thermique d'un gaz est caractérisé par une certaine loi de distribution des vitesses de translation des molécules. La position et la vitesse d'une molécule varient constamment au cours de chocs nombreux, mais la loi de distribution se maintient au cours du temps. Les deux hypothèses de base de la théorie de Maxwell sont :

- l'hypothèse de l'indépendance de la loi de répartition des différentes composantes de vitesses (considérant les interactions négligeables entre les molécules hors des chocs)

- l'hypothèse de l'isotropie des répartitions des vitesses (en dehors de tout champ de force).

Celles-ci se révèlent suffisantes pour déterminer la forme de la fonction de répartition des vitesses.

Le résultat établi est alors le suivant :

Dans une enceinte, la proportion de molécules dont la grandeur de la vitesse est comprise entre v et v + dv est donnée par :

$$\frac{dNv}{N_t} = F(v)\,dv$$

avec :

$$F(v) = 4\Pi \left\{ \frac{m}{2k\Pi T} \right\}^{3/2} v^2 e^{-\frac{1}{2}\frac{mv^2}{kT}} \qquad (1)$$

k : constante de Planck $k = \frac{R}{\mathcal{N}}$

T : température absolue

m : masse d'une molécule $m = \frac{M}{\mathcal{N}}$

M : masse de la molécule.kilogramme

$\mathcal{N}$: nombre d'Avogadro

La méthode des jets moléculaires consiste à obtenir un jet de molécules se propageant en ligne droite. Le libre parcours moyen des molécules doit être très supérieur au diamètre du jet, pour cela il faut que la pression soit suffisamment faible pour que l'influence des chocs entre molécules soit négligeable. Afin que les molécules étrangères ne viennent perturber le jet, il est nécessaire d'opérer dans des enceintes sous vide poussé.

La répartition des molécules en amont de la fente-source du jet, est celle qui existe dans une enceinte. En aval de la source, la répartition est modifiée.

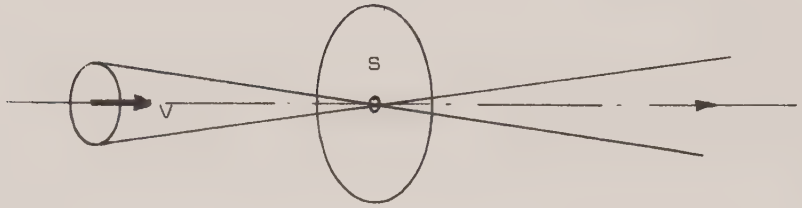
Deux conditions sont imposées aux molécules.

- d'une part, elles doivent avoir des vecteurs vitesse compris à l'intérieur d'un angle solide ω délimité par la fente.

- d'autre part, elles doivent franchir la section s de la fente-source.

Le nombre relatif de molécules de vitesse comprises entre v et v + dv , situées dans un angle solide ω est :

$$\frac{dN_{v\,\omega}}{N} = F_1 (v , \omega)\, dv = \omega \left(\frac{m}{2k\,\pi T}\right)^{3/2} v^2\, e^{-\frac{1}{2}\,\frac{mv^2}{kT}}$$



Si n est le nombre total de molécules par cm^3 en amont de la fente-source, le nombre de molécules de vecteurs vitesse voisins de v, passant dans la fente source par unité de temps est :

$$dn_{v\,,\omega} = \frac{s.n.v}{N_t}\; dN_{v,\,\omega}$$

La loi de distribution dans un jet dirigé est donc :

$$dn_{v,\omega} = s.n.\omega \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^3 \, e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \, dv$$

nous posons :

$$v^* = v \left(\frac{m}{2kT} \right)^{1/2}$$

$$f(v) = K \, v^3 \, e^{-\frac{1}{2}\frac{mv^2}{kT}} \qquad (2)$$

C'est une loi en $v^3 \, e^{-\beta v^2}$

Ce mode d'obtention des jets favorise donc les molécules rapides, ce qui apparaît nettement sur la figure 1 donnant les fonctions de répartition F (v) et f (v) à l'intérieur d'une enceinte et d'un jet, en fonction de la vitesse.

Les vitesses pour lesquelles F(v) et f(v) présentent un maximum, sont appelées respectivement vitesse la plus probable dans une enceinte et vitesse la plus probable dans un jet :

dans une enceinte $\qquad (v_p)_e = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$

dans un jet $\qquad (v_p)_j = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$

Nous constatons que les molécules sont d'autant plus rares dans le jet que leur vitesse diffère de $(v_p)_j$

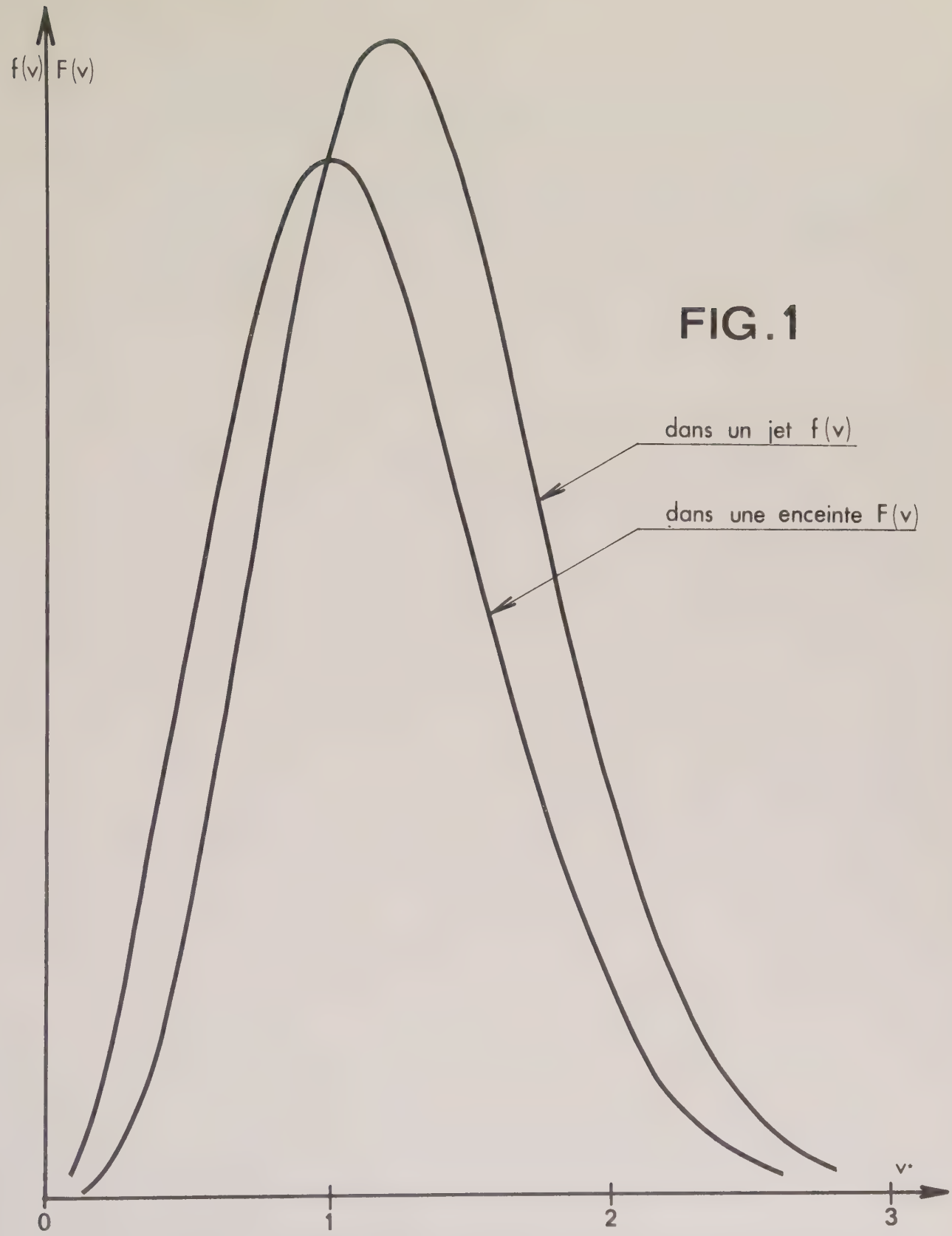


FIG.1

FONCTIONS DE DISTRIBUTION DE LA GRANDEUR DES VITESSES ENTRE LES MOLECULES D'UN GAZ DANS UNE ENCEINTE ET DANS UN JET

B/ - Principes de filtres de vitesse - Sélection de molécules

Nous allons examiner diverses méthodes permettant d'obtenir un jet moléculaire à faible vitesse. Elles font appel à des domaines très différents tels que la mécanique, l'électricité, le magnétisme, la thermodynamique.

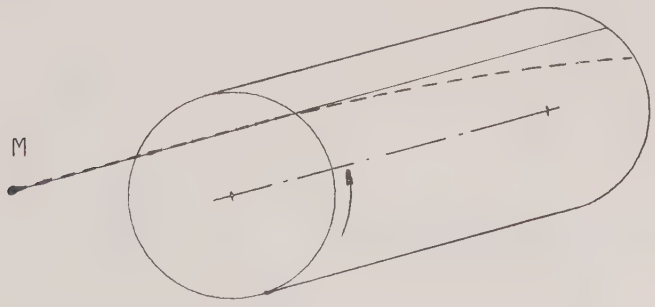
1 - Procédés mécaniques

Le principe de la sélection mécanique consiste à intercepter les molécules dites "indésirables" en les faisant rebondir sur des surfaces, donc en les déviant de leur trajectoire primitive.

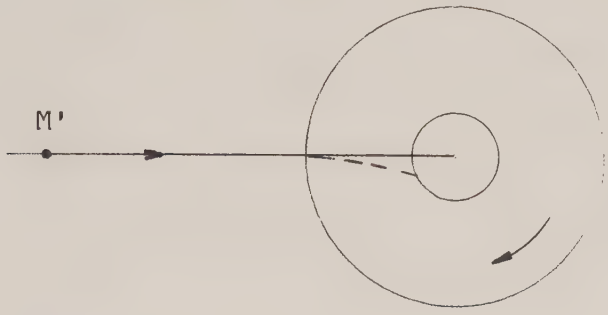
Soit une molécule en mouvement rectiligne vers un objet en rotation. Elle ne subira aucun choc sur l'objet si et seulement si l'objet est évidé suivant la forme de la trajectoire relative de la molécule par rapport à l'objet.

Considérons les deux possibilités suivantes :

Soit un cylindre dont l'axe est parallèle à la trajectoire de la molécule M : la trajectoire relative de la molécule par rapport au cylindre en rotation est une hélice.



Soit un disque dont l'axe est perpendiculaire à la trajectoire de la molécule M'. La trajectoire relative de la molécule par rapport au disque en rotation est une spirale.



Les vitesses du cylindre (ou du disque) et de la molécule déterminent le pas de l'hélice (ou la courbure de la spirale).

1.1/ Sélecteur cylindrique à fentes hélicoïdales

L'axe du cylindre est parallèle à la direction du jet. Pour qu'une molécule de vitesse v_o ne soit pas déviée au cours de la traversée d'une fente hélicoïdale nous devrons avoir la relation suivante :

$$v_o = \frac{dL}{dt} = \frac{dL}{d\Phi} \cdot \frac{d\Phi}{dt} = \omega \left(\frac{L}{\Phi} \right)$$

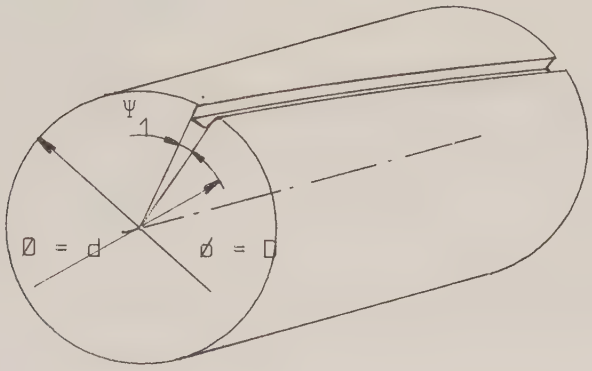
soit :

$$\frac{v_o}{L} = \frac{\omega}{\Phi} \qquad (3)$$

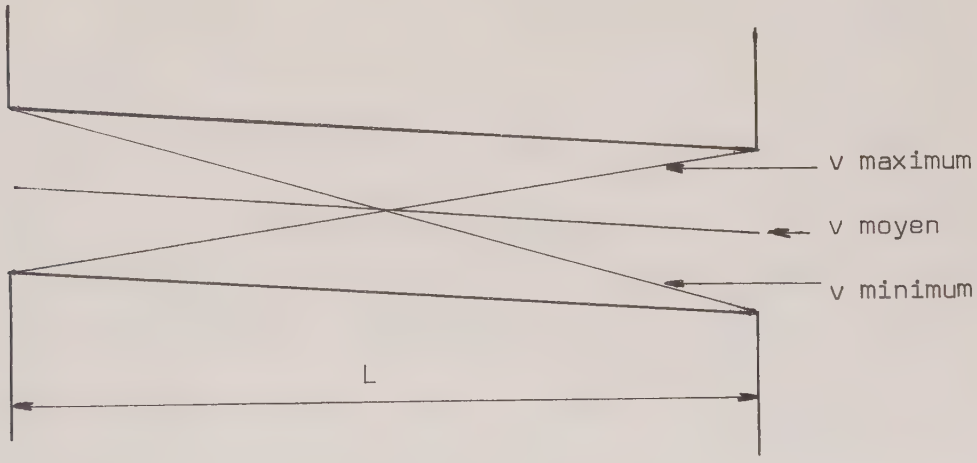
L étant la longueur du cylindre, Φ le déphasage entre l'entrée et la sortie de la fente, ω la vitesse angulaire du cylindre.

Pour que les molécules de vitesse v_o comprises dans un jet soient également sélectionnées quelle que soit leur position géométrique dans le jet

la fente doit avoir comme section une portion de secteur, d'angle Ψ_1 de hauteur $\frac{D - d}{2}$



Les molécules ayant une vitesse très différente de v_o rencontreront les parois des fentes et seront rapidement expulsées. Le jet obtenu ne sera pas rigoureusement monocinétique car la fente ayant une certaine largeur, les molécules de vitesse v comprise entre deux valeurs voisines de v_o ne heurteront pas les parois.



Le sélecteur joue alors le rôle d'un passe-bande pour les vitesses.

Les bornes sont définies par :

$$v_{mini} = \frac{\omega \cdot L}{\Phi + \Psi_1}$$

Ψ_1 angle d'ouverture de la fente

$$v_{maxi} = \frac{\omega \cdot L}{\Phi - \Psi_1}$$

Nous voyons donc que plus Ψ_1 sera faible devant Φ plus la bande de vitesses sera étroite.

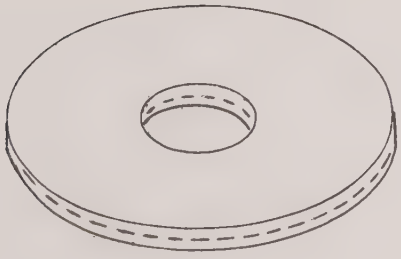
En 1952, J G DASCH et H S SOMMERS {1} ont utilisé un procédé comparable pour analyser des jets de neutrons. Les fentes sont droites et pour remédier au défaut géométrique l'axe du cylindre est incliné par rapport à l'axe du jet de neutrons.

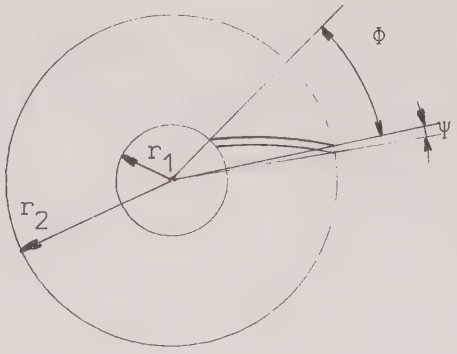
1.2/ Sélecteur circulaire à fentes en spirale

Ce sélecteur est constitué de 2 disques entre lesquels est inséré un disque comportant des fentes en spirales.

Le jet est dirigé suivant la normale à l'axe des disques.

Deux directions peuvent être choisies :
- la source est au centre du disque, le jet va vers l'extérieur
- la source est à l'extérieur, le jet se dirige vers le centre.





Si ω est la vitesse angulaire du disque, r_1 et r_2 les rayons internes et externes, la vitesse v_o des molécules sélectionnées vérifiera la relation :

$$\frac{v}{r_2 - r_1} = \frac{\omega}{\Phi}$$

Comme précédemment le faisceau n'est pas rigoureusement monocinétique. La gamme des vitesses sélectionnée est :

$$\frac{\omega\,(r_2 - r_1)}{\Phi + \Psi} \leqslant v \leqslant \frac{\omega\,(r_2 - r_1)}{\Phi - \Psi}$$

Ce procédé de sélection possède une géométrie présentant des avantages uniques pour les expériences d'inter-action et de dispersion jet-jet (les jets qui interfèrent ont la même modulation de fréquence et sont rigoureusement en phase). Nous notons la facilité d'utilisation de ce procédé, le montage peu volumineux mais aussi les difficultés d'usinage (nous pouvons obtenir par électro-érosion des spirales très fines, encore faut-il avoir réalisé une bonne définition de la matrice). D'autre part, ce procédé ne semble pas convenir pour l'étude d'un jet unique car les molécules "indésirables" restent prisonnières dans la fente risquant de perturber la trajectoire des molécules "désirées".

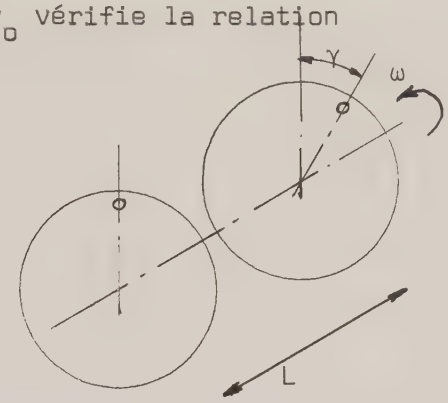
Ce type de sélecteur a été réalisé en 1962 par GROSSER, ICZKOWSKI et MARGRAVE {2}.

1.3/ Sélecteur à disques

Considérons deux disques montés sur le même arbre. Chaque disque est percé d'un trou sur un cercle de même diamètre. Soit γ le déphasage entre les deux trous.

Une molécule de trajectoire parallèle à l'axe traversera le système si sa vitesse v_o vérifie la relation

$$\frac{v_o}{L} = \frac{\omega}{\gamma}$$



Le rendement du sélecteur est multiplié par le nombre de trous percés dans les disques. Mais alors une molécule ayant traversé le premier disque peut passer dans un trou du deuxième disque qui ne lui était pas destiné.

Pour que le système joue son rôle de sélecteur, il faut donc interrompre les trajectoires des molécules à éliminer par des disques intermédiaires également percés de trous.

Le nombre et la position des disques les uns par rapport aux autres sont alors à définir.

Plusieurs difficultés apparaissent : le positionnement des disques doit être très précis, l'épaisseur des disques joue un rôle important dans la définition de la bande des vitesses ; en effet c'est l'hélice s'inscrivant dans les trous successifs qui délimite la gamme des vitesses, gamme d'autant plus étroite que les disques sont épais, elle est même nulle au delà d'une certaine valeur.

H.U HOSTETTLER et R.B BERNSTEIN {3} ont travaillé sur un sélecteur de ce type en 1960.

Afin de supprimer les inconvénients du montage à cylindre et du montage à disques, nous avons adopté le principe suivant qui consiste à tronçonner jusqu'à une certaine profondeur un cylindre à fentes hélicoïdales de façon à réaliser une série de disques.

Ce système présente les avantages suivants :

- le moment d'inertie du rotor est diminué
- les molécules "indésirables" heurtent la face d'un disque au lieu de heurter le bord d'un sillon
- l'épaisseur des disques ne modifie pas la bande des vitesses.

- 2 - Procédé électrique

Le principe exposé ci-dessous s'applique à des molécules possédant un moment dipolaire {4}.

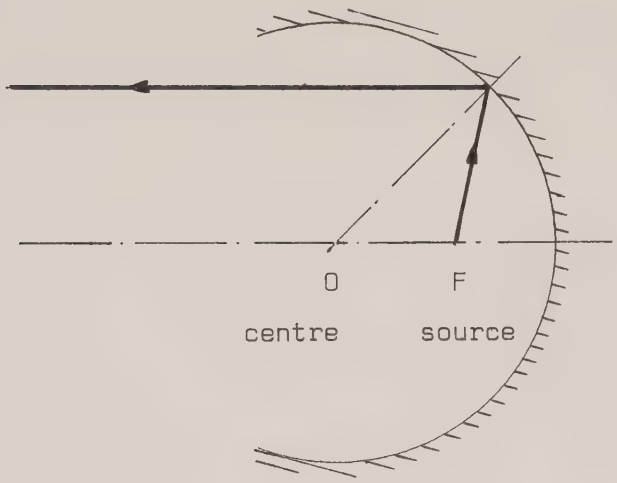
Dans certaines conditions, de telles molécules peuvent être déviées par un champ électrique non homogène.

Lorsqu'une mole d'énergie cinétique égale à $\frac{1}{2} m v^2$ entre dans la zone de champ électrique, elle subit une accélération positive ou négative suivant l'état énergétique dans lequel elle se trouve.

Dans le cas du filtre électrique de vitesses, l'accélération est négative. Les moles dont l'énergie cinétique est inférieure à une certaine valeur W_o (valeur dépendant de la géométrie du filtre et de la tension appliquée) sont même réfléchies dans la direction du jet. On trie de cette façon les molécules dont la vitesse v est telle que :

$$v < \sqrt{\frac{2W_o}{m}}$$

On choisit pour la construction de ce système un champ tel que les équipotentielles $W(r)$ = constante soient des surfaces de focalisation. Ce miroir à molécules lentes est donc un filtre de vitesses, passe-bas. Si la source du jet moléculaire incident est placée au foyer du miroir, le jet réfléchi a une petite ouverture, même si la largeur du jet objet est grande.



Bien que non stigmatique pour son foyer, le miroir sphérique est susceptible de réaliser convenablement un jet moléculaire lent de faible ouverture.

3 - Procédé magnétique

Comme les molécules possédant un moment dipolaire électrique sont déviées dans un champ électrique, les molécules possédant un moment magnétique sont déviées dans un champ magnétique inhomogène {5}.

Une sélection de vitesse peut donc être envisagée suivant les mêmes principes, en utilisant un miroir magnétique .

4 - Procédé thermique

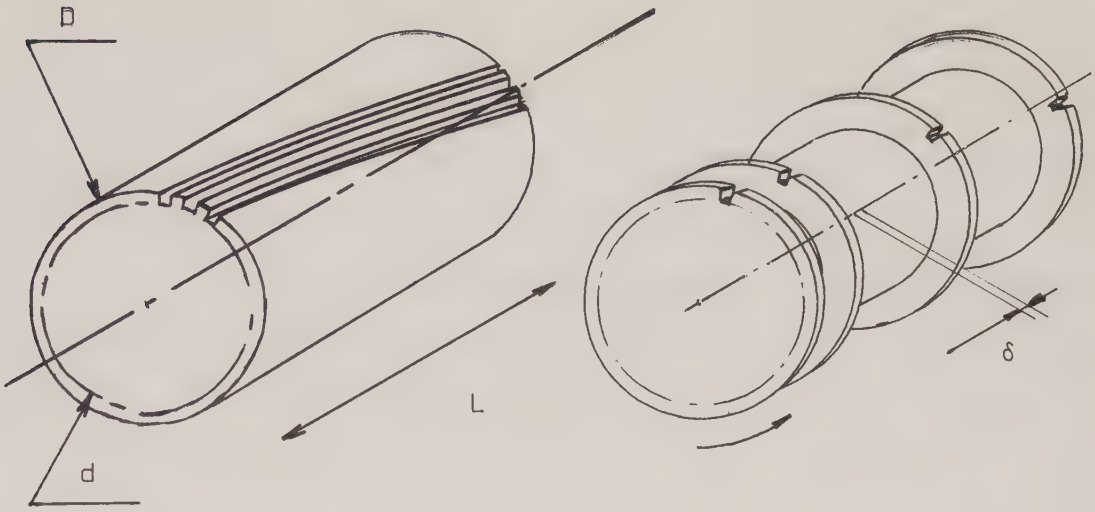
BASOV {6} a proposé un procédé qui permet d'obtenir des molécules lentes grâce aux collisions avec un gaz réfrigérant.

L"examen de ces diverses méthodes permettant d'obtenir un jet lent, nous a conduit à choisir les sélecteurs mécaniques car le jet résultant est à peu près monocinétique. Pour les raisons énoncées précédemment nous préférerons le sélecteur à fentes hélicoïdales (dans ses deux versions : sélecteurs cylindrique et à disques).

C/ - Projet de sélecteurs

Le principe du sélecteur à une fente a été exposé précédemment. Il est bien évident que le rendement est multiplié par X si le sélecteur comporte X fentes.

Les caractéristiques des deux sélecteurs à fentes hélicoïdales : l'un cylindrique, l'autre à disques que nous réalisons sont les suivantes :



L : longueur

D : diamètre extérieur

d : diamètre de fond des fentes

X : nombre de fentes

$\lambda = \frac{\Psi_1}{\Psi_1 + \Psi_2}$ = transparence du sélecteur = rapport entre l'angle Ψ_1 intercepté par une fente, et le pas du taillage des fentes $\Psi_1 + \Psi_2$

Φ : pas de l'hélice

ω : vitesse angulaire de rotation

Auxquelles s'ajoutent pour le sélecteur à disques :

a : nombre de disques

δ : épaisseur des disques

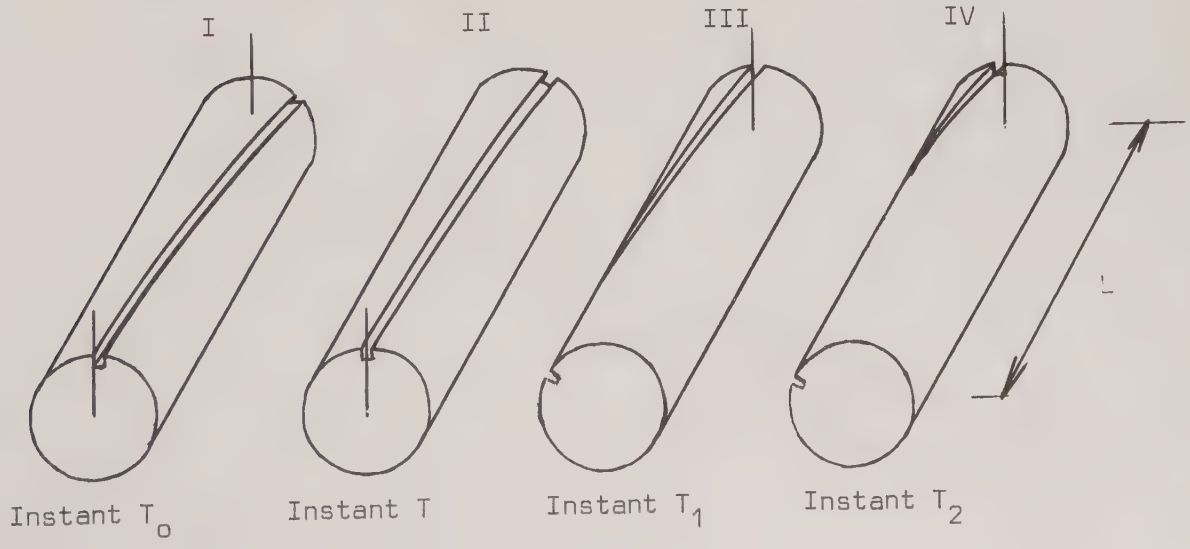
2 - Etude de la résolution de ces sélecteurs

La géométrie et la vitesse de rotation du sélecteur étant choisies, les vitesses des molécules du jet à la sortie des fentes sont :

$$\frac{\omega \times L}{\Phi + \Psi_1} \leqslant v \leqslant \frac{\omega \times L}{\Phi - \Psi_1} \qquad (5)$$

Cependant les molécules se présentant face à une fente avec une telle vitesse, ne ressortent pas toutes.

Une condition supplémentaire intervient : le temps nécessaire pour parcourir une fente à la vitesse v, doit être inférieur au temps qu'il faut au cylindre pour passer de la position II à la position IV. (La position II étant la position du sélecteur quand la molécule se présente à l'entrée).



S'il faut un temps t_o à la molécule de vitesse $v_o = \frac{\omega.L}{\Phi}$ pour parcourir L (donc $t_o = \frac{\Phi}{\omega}$) une molécule de vitesse $v = \frac{\omega.L}{\Phi + \theta}$ met $\frac{\Phi + \theta}{\omega}$, $-\Psi < \theta < +\Psi$ mais ressort sans avoir choqué le bord d'une fente, seulement si :

$$T_1 - T < \frac{\Phi + \theta}{\omega} < T_2 - T \qquad (6)$$

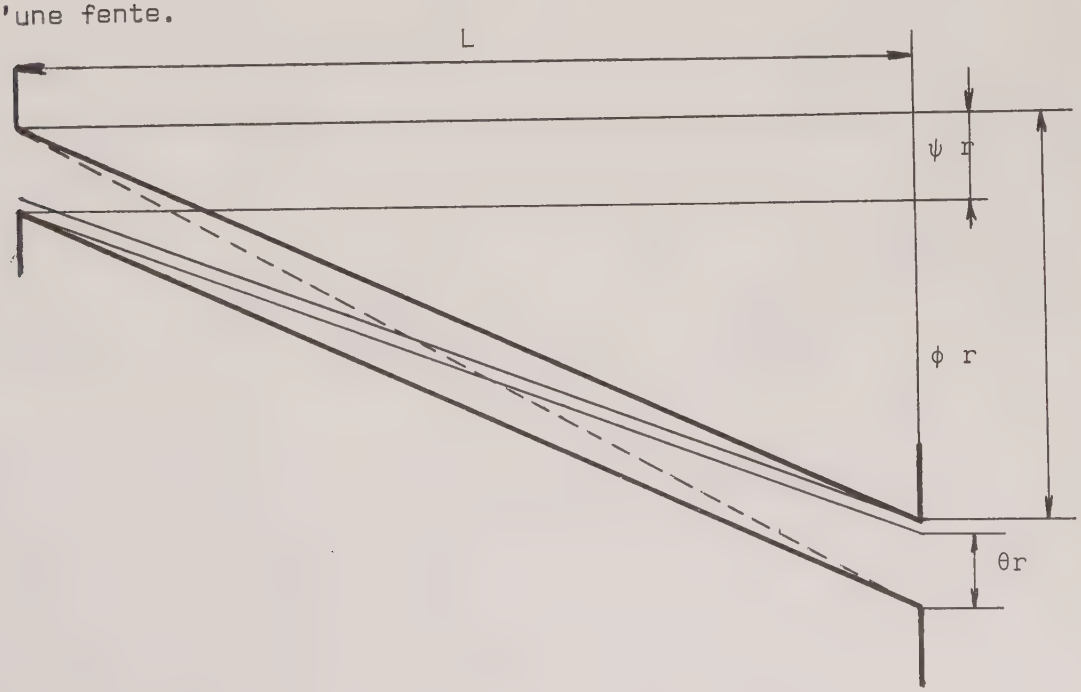
avec :

$$T_2 - T_o = \frac{\Phi + \Psi_1}{\omega} \qquad T_1 - T_o = \frac{\Phi - \Psi_1}{\omega}$$

Entre T_o et T_2, les molécules ayant une vitesse $v = \frac{\omega.L}{\Phi + \theta}$ entrent dans la fente sans être déviées seulement pendant le temps $\frac{\Psi_1 - |\theta|}{\omega}$.

La largeur de la fente peut être considérée comme variable suivant la vitesse des molécules : la transparence du sélecteur exprime plus exactement la transparence relative à une vitesse déterminée.

Développons la surface extérieure du cylindre au voisinage d'une fente.



Désignons par $\mathcal{A}(\theta)$ la largeur effective de la fente pour la vitesse :

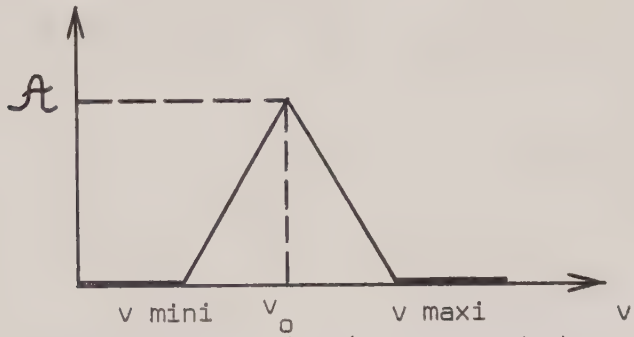
$$v = \frac{\omega \cdot L}{\Phi + \theta}$$

$$\mathcal{A}(\theta) = \mathcal{A}_o \frac{\Psi_1 - |\theta|}{\Psi_1} \quad \text{avec} \quad -\Psi < \theta < +\Psi$$

ou

$$\mathcal{A}(v) = \mathcal{A}_o \frac{\Psi_1 - \left|\frac{\omega L}{v} - \Phi\right|}{\Psi_1} \quad \text{avec} \quad v_{mini} < v < v_{max}$$

La courbe $\mathcal{A}(v)$ a une forme de pic triangulaire.



La transmission du sélecteur est donc :

$$\mathcal{C} = \int_{v\ mini}^{v\ maxi} f(v)\,\mathcal{A}(v)\,dv$$

f(v) étant la fonction de répartition des vitesses dans le jet incident, la fonction f(v) $\mathcal{A}$ (v) est celle du jet résultant.

Si nous considérons que la courbe f(v) est pratiquement linéaire sur la portion correspondant à la vitesse $v_o \pm \Delta v$, la courbe f(v) $\mathcal{A}$ (v) a elle aussi la forme d'un pic triangulaire.

- CHAPITRE II -

ETUDE DE DEUX SELECTEURS DE VITESSES ET DES ENSEMBLES NECESSAIRES A LEUR FONCTIONNEMENT

A/ - Caractéristiques des sélecteurs

Nous avons choisi en vue de la réalisation des sélecteurs, l'ammoniac comme gaz expérimental. La vitesse v_p la plus probable dans un jet d'ammoniac à la température ambiante est de l'ordre de 650 m/s.

Nous ne pouvons sélectionner une vitesse trop faible car le nombre de molécules dans le jet serait trop réduit. Le nombre de molécules se déplaçant à 130 m/s est déjà 1/30 de celui des molécules de vitesse v_p. Nous sélectionnerons des molécules de vitesse 130 m/s. L'étude précédente nous a conduits à choisir les paramètres suivant, compte tenu du fait que la vitesse de rotation du sélecteur est 3000 tr/mn :

$\Phi = 18°$ $\qquad$ $L = 130$ mm

$D = 176$ mm $\qquad$ $X = 240$

$\Psi_1 = 40'$ $\qquad$ $\Psi_2 = 50'$

soit :

$$\Psi_1 + \Psi_2 = 1° 30'$$

Ces caractéristiques propres aux deux types de sélecteurs sont complétées dans le cas du modèle à disques par l'étude du positionnement de ces disques. Un développement de la surface extérieure du cylindre (figure 2) nous a permis de les placer de façon à intercepter toutes les

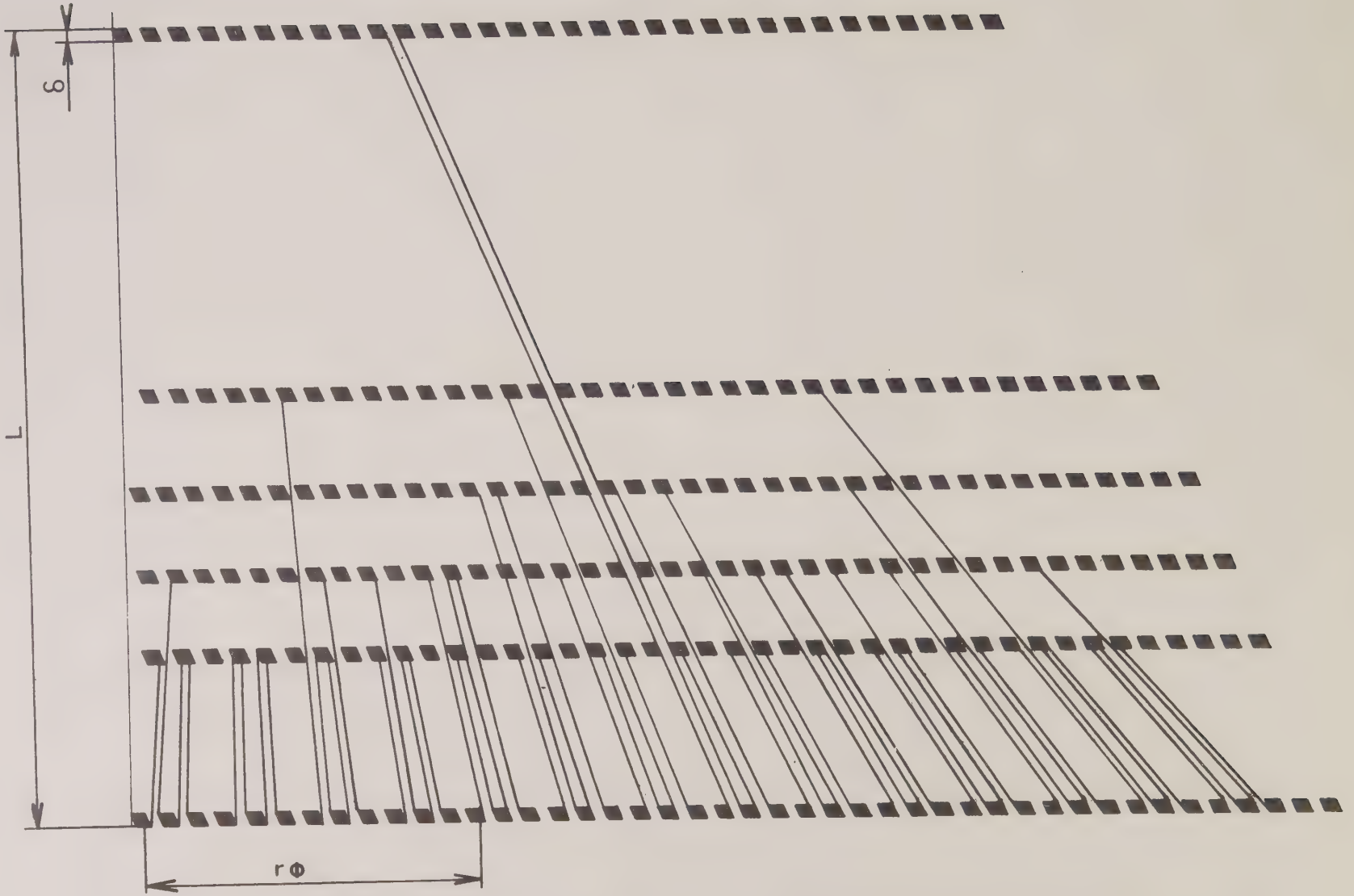


FIG.2 DEVELOPPEMENT DES PERIMETRES DES DISQUES
ELIMINATION DES MOLECULES DE VITESSE DIFFERENTE DE V_o

trajectoires des molécules indésirables. Pour cela nous avons utilisé 6 disques disposés comme l'indique la figure 3. Un calcul rapide permet de constater que le disque 1 élimine déjà toutes les molécules de vitesse inférieure à :

$$v_1 = \frac{\omega \cdot \delta}{\frac{\Phi \cdot \delta}{L} + \Psi_1}$$

Avec δ= 2 mm nous obtenons dans le cas présent v_1 = 38,7 m/s.

Ces deux sélecteurs ont été réalisés suivant les plans figure 3. Leur expérimentation nécessite l'installation d'une station de pompage et d'un groupe d'enceintes pour vide élevé. Nous nous proposons d'examiner les différents problèmes posés par l'ensemble de ces réalisations.

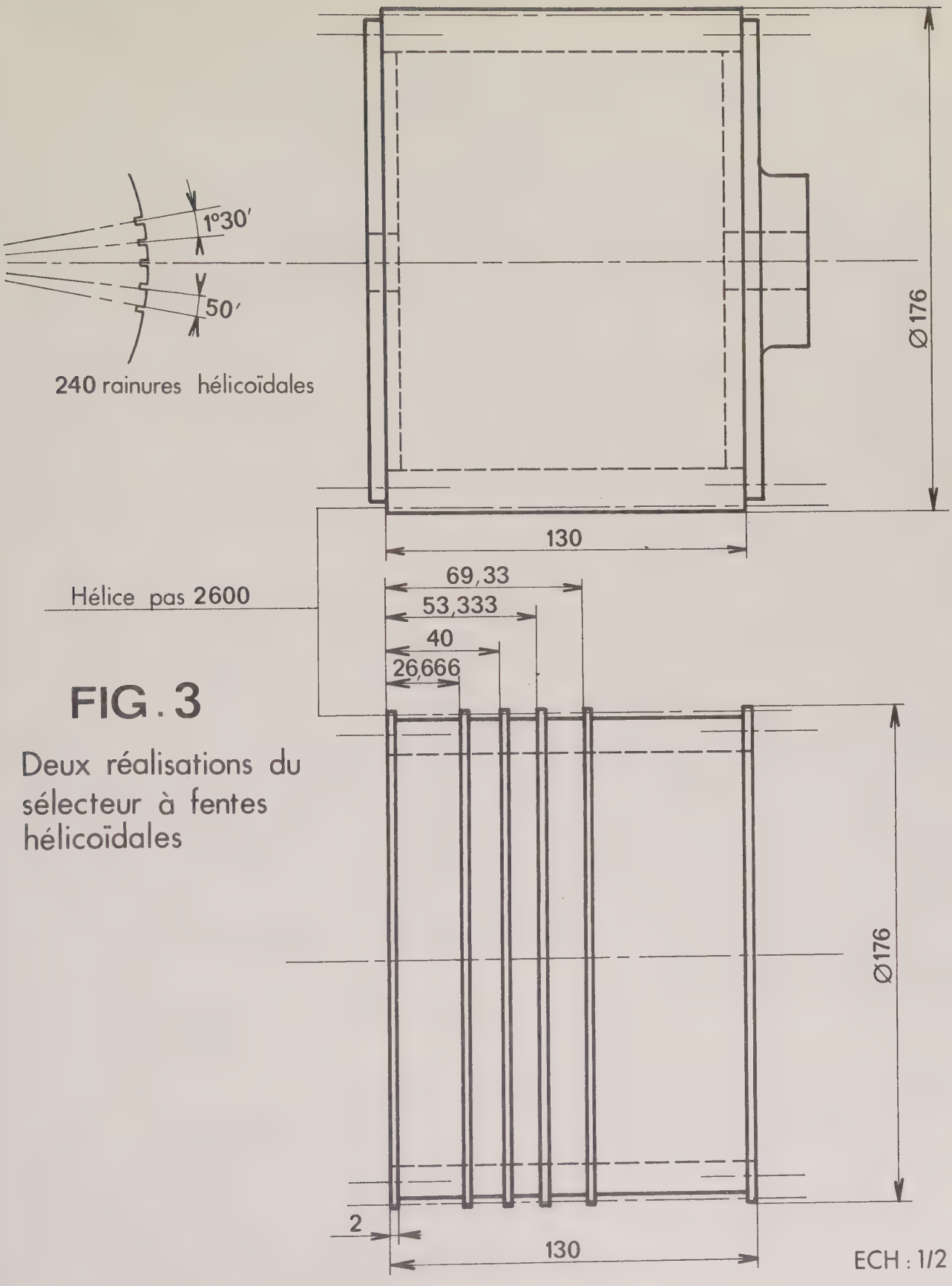


FIG. 3

Deux réalisations du sélecteur à fentes hélicoïdales

B/ - Examen des techniques et des problèmes rencontrés au cours de l'élaboration du montage

1 - Techniques relatives au vide

La mise en oeuvre des systèmes à vide élevé est identique pour presque tous les montages ; elle suppose les étapes suivantes :

1.1 - L'assemblage

Les enceintes à ultra-vide doivent être construites avec des métaux à faible pression de vapeur (comme l'acier inoxydable, le tungstène, ...); des verres boro-silicatés et des céramiques. L'assemblage des métaux est alors réalisé par soudage ou brasage (nos enceintes ont été soudées sous atmosphère protectrice d'argon).

Les liaisons entre enceintes sont réalisées au moyen de brides en forme de couronne. Nous avons choisi une normalisation de brides permettant indifféremment l'utilisation de joints en viton ou de joints métalliques (voir paragraphe c).

Le montage envisagé prévoit l'introduction d'un mouvement de rotation rapide dans l'enceinte. La solution du moteur installé dans l'enceinte a été repoussée pour deux raisons :

- nécessité d'un blindage du moteur
- inexistence de moteur (conçu pour le fonctionnement dans le vide) ayant la puissance désirée.

La solution est donc de recourir à une liaison tournante étanche, fixée sur la paroi de l'enceinte.

- Le passage magnétique est l'élément idéal pour le vide, car il est sans fuite, mais encore faut-il qu'un champ magnétique soit

acceptable dans l'enceinte et que d'autre part il puisse transmettre un couple suffisant.

- Une autre solution à l'état expérimental consiste à réaliser une liaison par un arbre fixé sur des paliers. L'étanchéité est obtenue par l'utilisation d'un alliage eutectique de gallium, indium et étain, à l'état liquide à des températures supérieures à 10,7°C et possédant une pression de vapeur saturante inférieure à 10^{-8} mm de mercure à 500°C.

- Nous adopterons un passage tournant de ce type mais beaucoup moins élaboré, dont l'étanchéité est réalisée à l'aide de joints en viton et d'huile à basse tension de vapeur. Ses avantages sont de ne pas introduire de champ magnétique et de permettre la transmission d'un couple important.

1.2 - Etanchéité. Détection des fuites

Il est nécessaire de contrôler la qualité d'un assemblage quant à la tenue du vide, avant d'entreprendre toute expérience. Toute modification sur une enceinte et tout montage d'un nouvel élément doivent être suivis d'une détection de fuites.

Il existe plusieurs procédés présentant des sensibilités diverses :

1.21 - Procédé par surpression

L'enceinte contenant de l'air est immergée dans l'eau. Une fuite se traduit par des bulles. Ce procédé est valable uniquement dans le cas de fuites très grossières.

La sensibilité de cette méthode est :

$\tau = 10^{-3}$ Torr ℓ/s

1.22 - L'application d'alcool ou de trichloréthylène sur une fuite importante provoque soit une brusque remontée de la pression dans l'enceinte, soit une étanchéité momentanée (se traduisant par un meilleur vide). On détecte donc la fuite en observant la jauge de mesure du vide.

La sensibilité est alors :

$\tau = 10^{-4}$ Torr ℓ/s

1.23 - L'enceinte est remplie d'hydrocarbures hologénés (exemple : le fréon $CCL_2 F_2$) sous pression. Un renifleur extérieur détecte le gaz au passage au dessus d'une fuite.

$\tau = 10^{-5}$ Torr ℓ/s

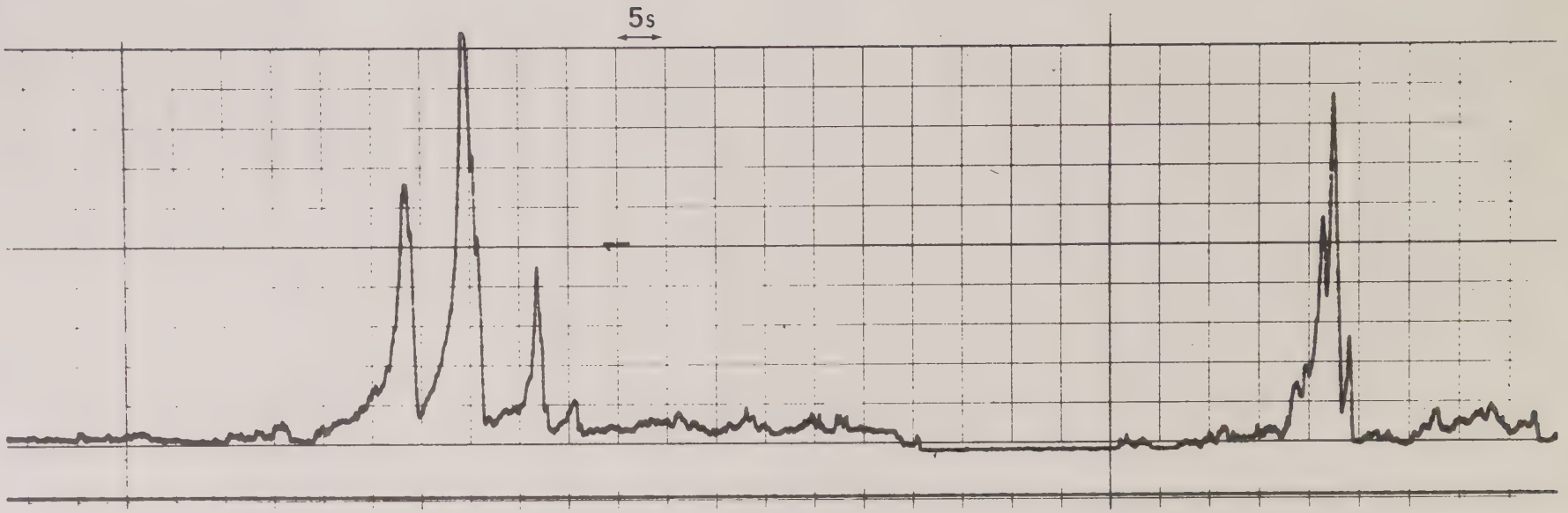
1.24 - Le même procédé peut être utilisé avec de l'ammoniac sous pression. L'extérieur de l'enceinte est enveloppé dans du papier héliographique. L'avantage de cette méthode est de pouvoir laisser le papier durant plusieurs heures. Ce procédé par accumulation permet d'augmenter la sensibilité de la détection et de localiser exactement la fuite.

$\tau = 10^{-7}$ Torr ℓ/s

1.25 - Le spectromètre de masse (chapitre 3-B) est le détecteur de fuites le plus sensible. Monté sur l'enceinte il est réglé pour la détection d'un gaz (en principe l'hydrogène ou l'hélium). Nous explorons les points douteux avec un jet gazeux. Le passage au niveau d'une fuite se traduit par une brutale augmentation de l'intensité du courant enregistré (photo 4).

$\tau = 10^{-10}$ Torr ℓ/s

L'ordre de grandeur d'une inétanchéité sur une enceinte à vide poussé est de l'ordre de 10^{-8} Torr ℓ/s .



Détection d'une fuite au spectromètre de masse : évolution de l'amplitude du pic de l'hydrogène

FIG . 4

1.3 - Le dégazage

Pour atteindre l'ultra-vide, il est nécessaire de désorber les gaz à l'intérieur du système à vide. La totalité des enceintes peut être entourée par un four. La température atteint 300°C et plus. Il est bien évident que dans ces conditions on ne peut utiliser n'importe quel joint. Les joints en néoprène couramment employés dans les systèmes à vide ordinaire sont perméables aux gaz atmosphériques et instables aux températures d'étuvage. Les joints en Viton permettent l'étuvage jusqu'à 250° (on peut alors obtenir un vide de l'ordre de 10^{-8} Torr). Pour des températures supérieures les joints métalliques sont les seuls acceptables. Ils sont en aluminium, cuivre, or, ... suivant le mode d'utilisation : écrasement ou cisaillement.

L'étuvage provoquant des dilatations, la visserie doit avoir le même coefficient ρ de dilatation que les brides, et comporter des rondelles élastiques pour absorber d'éventuels écarts $\Delta\rho$.

D'autres procédés permettent le dégazage des composants métalliques ; ce sont : le bombardement électronique et le chauffage haute fréquence.

Les jauges sont dégazées par bombardement électronique de leurs éléments.

2 - Vibrations

Nous utilisons comme groupe de pompage une pompe à palettes et une pompe turbo-moléculaire Pfeiffer type 900. Ce groupe permet théoriquement d'atteindre un vide limite de 5.10^{-10} Torr.

Son utilisation a montré l'existence d'un haut niveau de vibrations qui rendait impossible le fonctionnement des jauges et du spectromètre de masse.

Les vitesses de rotation des arbres des pompes primaire et secondaire sont respectivement 300 tr/mn et 16 000 tr/mn. Le groupe de pompage ne présentant aucune symétrie, la mise en équation du mouvement de l'ensemble est irréalisable. Nous nous bornons donc à faire une étude expérimentale.

Un accéléromètre Bruël et Kjaer nous permet de mesurer pour trois directions perpendiculaires la valeur de l'amplitude de l'accélération (soit $A_i \omega_i^2$, le déplacement dû aux vibrations étant : $x = \Sigma A_i \sin \omega_i t$). La réponse du capteur est de 57 mV/g ou 5,8mV/MKS.

Plusieurs fréquences apparaissent dans le spectre, nous ne notons que les amplitudes prépondérantes.

Vibrations transversales

27 hz	0,6 mV	0,15 mV
180 hz	0,9 mV	
270 hz	15 mV	4 mV

Vibrations verticales

Une seule amplitude notable 270 hz ⟹ 24 mV

Nous observons que les vibrations sont très atténuées au niveau du sol (environ 50 dB). La fréquence propre de la dalle est 20 hz.

Rendre l'enceinte solidaire du sol par l'intermédiaire d'une table en béton, la liaison entre le groupe à vide et l'enceinte étant assurée par un soufflet métallique (raccord souple Pfeiffer) nous a semblé la solution la plus rationnelle.

Elle a été adoptée et réalisée (photo n° 5).

Les mesures ont été reprises, le capteur toujours fixé sur la bride reliant les pompes aux enceintes.

Nous remarquons que les fréquences basses n'apparaissent plus dans le spectre (figure 6).

L'accélération correspondant à la fréquence fondamentale de 270 hz est atténuée de 58 dB pour les vibrations transversales,
de 68 dB pour les vibrations verticales.

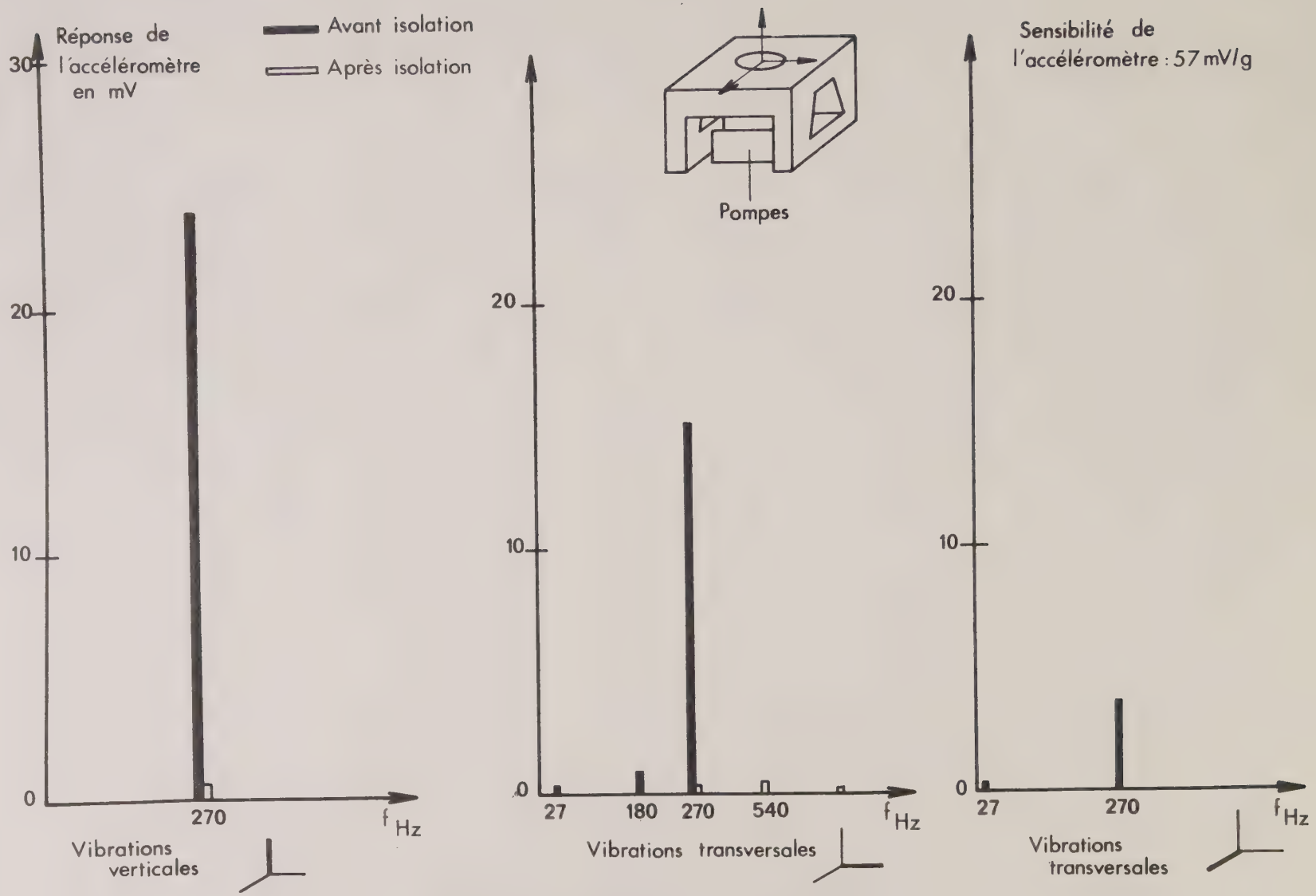
Cependant les premier et deuxième harmoniques apparaissent très faiblement dans le spectre.

Nous constatons dans ces conditions, l'affaiblissement important du niveau de vibrations qui se traduit par la disparition des perturbations de fonctionnement des appareils de détection.

3 - Problèmes mécaniques

Pour des raisons de poids et de dégazage, le métal choisi pour la réalisation des sélecteurs est le duralumin. Le facteur poids nous a conduit à évider l'intérieur des cylindres, ne conservant qu'une écorce suffisante pour ne pas nuire à la rigidité de l'ensemble. Toutes les pièces ont subi un recuit de stabilisation après ébauche. Le fraisage hélicoïdal des fentes est obtenu par taillage en deux passes au moyen d'un grain en carbure de tungstène (obtention d'un très bon état de surface).

FIG.5 ISOLATION DU GROUPE DE POMPAGE : REALISATION



ISOLATION DU GROUPE DE POMPAGE

FIG.6

Dans le cas du sélecteur à disques, les disques ont été tournés avant le fraisage des fentes.

Les sélecteurs devant avoir une vitesse de 3000 tr/mn, il est indispensable de les équilibrer en statique et en dynamique {7} . L'étude de l'équilibrage est effectué sur une machine d'équilibrage dynamique à mesure piézo-électrique "LOS" appartenant au laboratoire de Mécanique Appliquée. Les corrections sont effectuées sur les flasques du sélecteur. La rotation des sélecteurs relativement lourds (3 à 4 kg) dans une enceinte à vide entraine le problème du choix des paliers. Des essais ont été faits avec des roulements à billes non lubrifiés ou lubrifiés avec des huiles aux silicones ayant de faible tension de vapeurs, les résultats n'ont pas donné satisfaction {8} et {9} . Nous avons procédé aux mêmes essais, les chemins de roulements ont été détruits au bout d'un nombre d'heures limité (environ 10 h).

Le problème étant d'actualité en France grâce à la recherche aérospatiale, deux types de roulements pour le vide ont été commercialisés :

- les roulements appartenant au premier type sont réalisés en acier inoxydable. La cage à billes est en téflon chargé de fibre de verre et de bisulfure de molybdène. Leur durée de vie est supérieure à 1000 heures à 575°C et pression normale, ou 70°C et 10^{-8} Torr, pour une charge dynamique maximum de 1,5 kg.

Cette charge est trop faible pour notre montage.

- Ceux appartenant au second type, que nous avons adoptés, sont réalisés en acier inoxydable. Les billes et les chemins de roulement sont recouverts d'un dépôt d'argent et de bisulfure de molybdène.

Le passage tournant employé pour transmettre la rotation de l'extérieur à l'intérieur de l'enceinte, étant un passage classique nous ne l'utiliserons qu'à une vitesse moitié de la vitesse maximum admise,

soit 1500 tr/mn. Nous devons donc multiplier par deux la vitesse à l'intérieur de l'enceinte. Cette multiplication s'effectue grâce à un couple d'engrenages, l'une des roues étant en bronze, l'autre en nylon chargé de bisulfure de molybdène, taillées hélicoïdalement par génération. La photo du sélecteur monté sur ses supports est donnée figure 7.

4 - Problèmes électriques

4.1/ Le moteur entrainant la rotation des sélecteurs est un moteur synchrone POLICO.

La vitesse de rotation est donc directement liée à la stabilité de fréquence de la tension d'alimentation. La stabilité de fréquence du secteur étant insuffisante (inférieure à 10^{-3}) {Fig.8} , nous alimentons le moteur grâce à un pilote à quartz de stabilité 1.10^{-8} délivrant par division une fréquence de 100 hz. La fréquence est divisée par deux, et par amplification de puissance, nous obtenons 100 V, 130 Watts (figure 9 a et 9 b).

4.2/ Le contrôle de la vitesse du sélecteur peut s'effectuer de deux façons :

- un disque percé de X trous équidistants libère périodiquement un faisceau lumineux. Une photodiode délivre alors des impulsions à la fréquence de passage des fentes du sélecteur (figure 10).

- une capacité varie suivant une fréquence multiple de la fréquence de rotation. Elle est réalisée par deux circuits imprimés (figure 11) l'un fixe , l'autre tournant, situés à 1 mm l'un de l'autre. Les premiers essais n'ont pas été concluants.Les bandes conductrices de la capacité s étant trop rapprochées les unes des autres, l'effet de bord noyait la variation de capacité.

Nous avons donc réduit le nombre des bandes conductrices. La capacité est alimentée en continu. La tension prélevée aux bornes d'une résistance en série est filtrée (afin d'éliminer le bruit). Nous obtenons alors une fréquence sous multiple de celle du passage des fentes.

4.3/ Contrôle de la température des pièges froids.

Il est effectué grâce à une thermosonde étalonnée "CORECI" permettant de repérer des températures comprises entre 20°C et -260°C. Nous alimentons la thermosonde en courant constant et nous mesurons la tension aux bornes avec un microvoltmètre.

Nous avons pu ainsi observer que la température baisse très rapidement lors du remplissage des bacs à azote liquide. Elle atteint une valeur stable au bout d'un quart d'heure. Cette valeur est, pour les pièges par conduction, de -135°C dans les cas les plus défavorables.

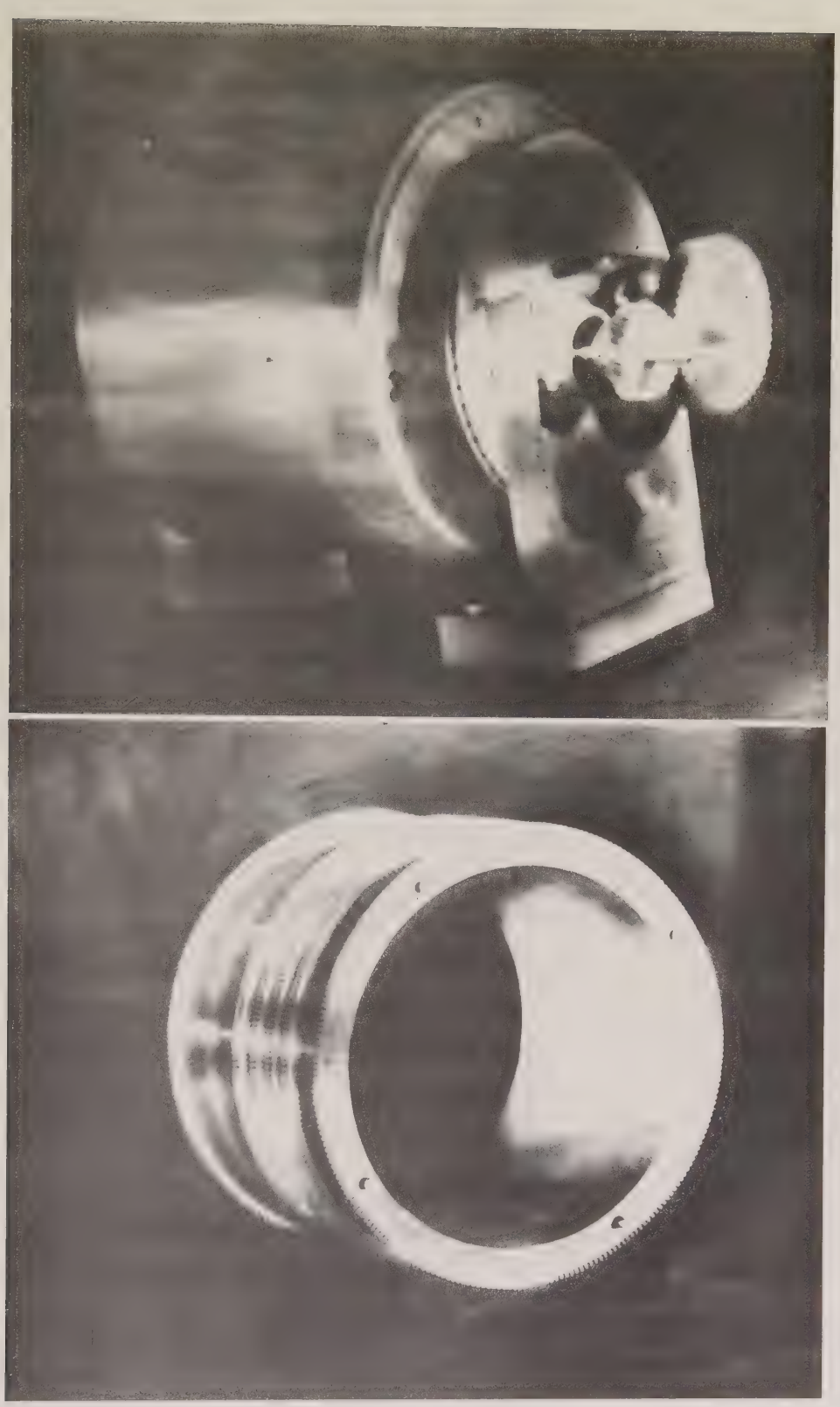
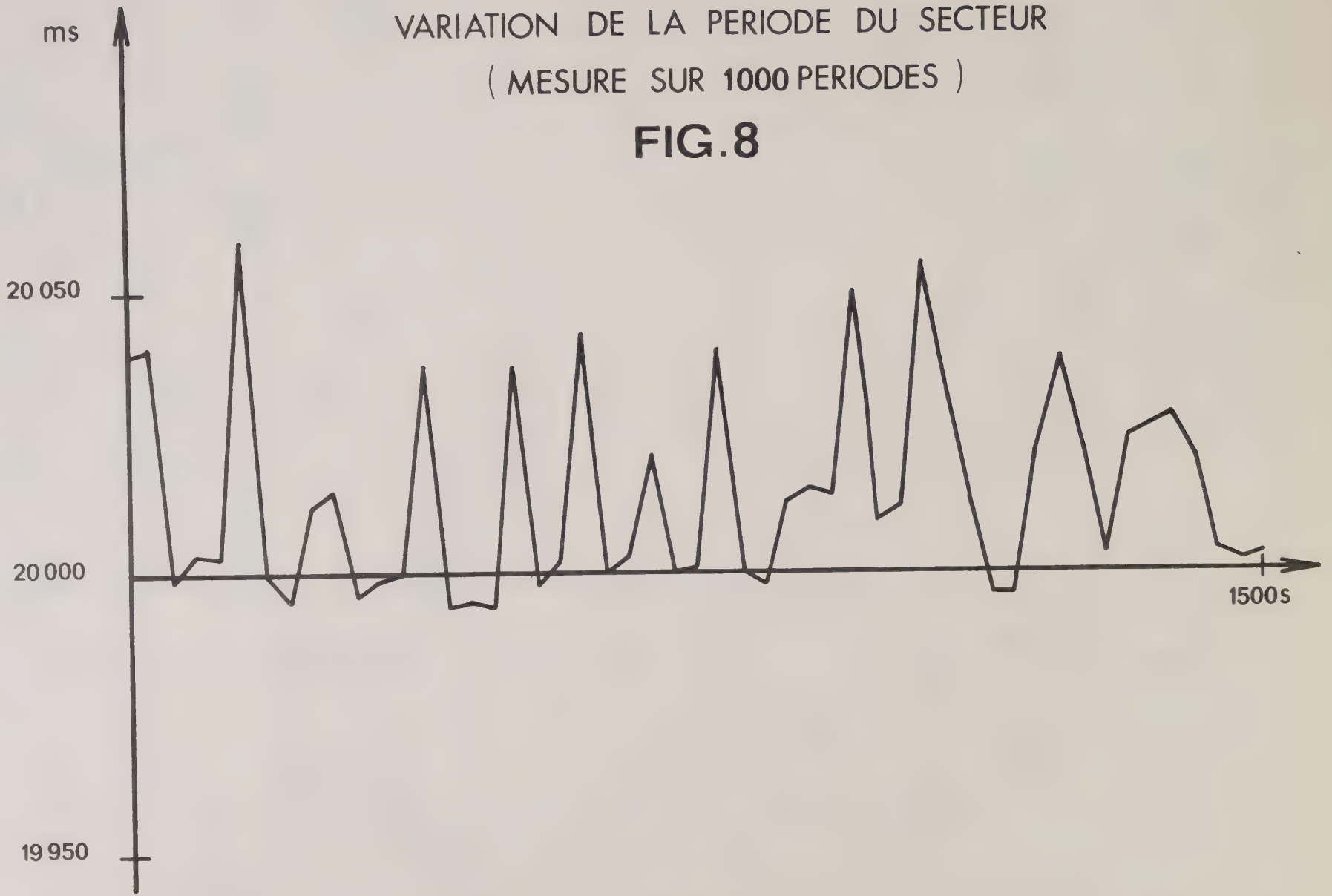


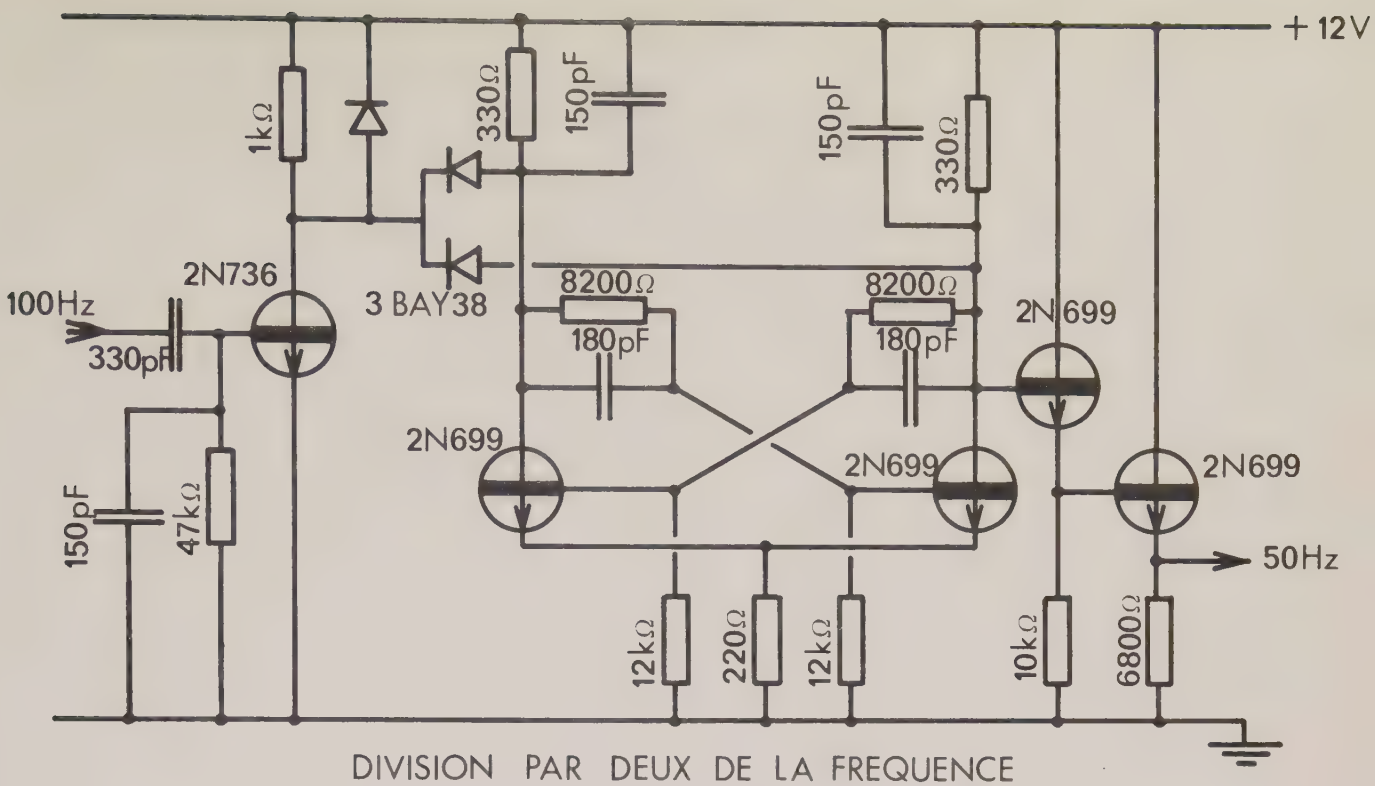
FIG.7 SELECTEURS A FENTES HELICOIDALES

VARIATION DE LA PERIODE DU SECTEUR

(MESURE SUR 1000 PERIODES)

FIG.8





DIVISION PAR DEUX DE LA FREQUENCE

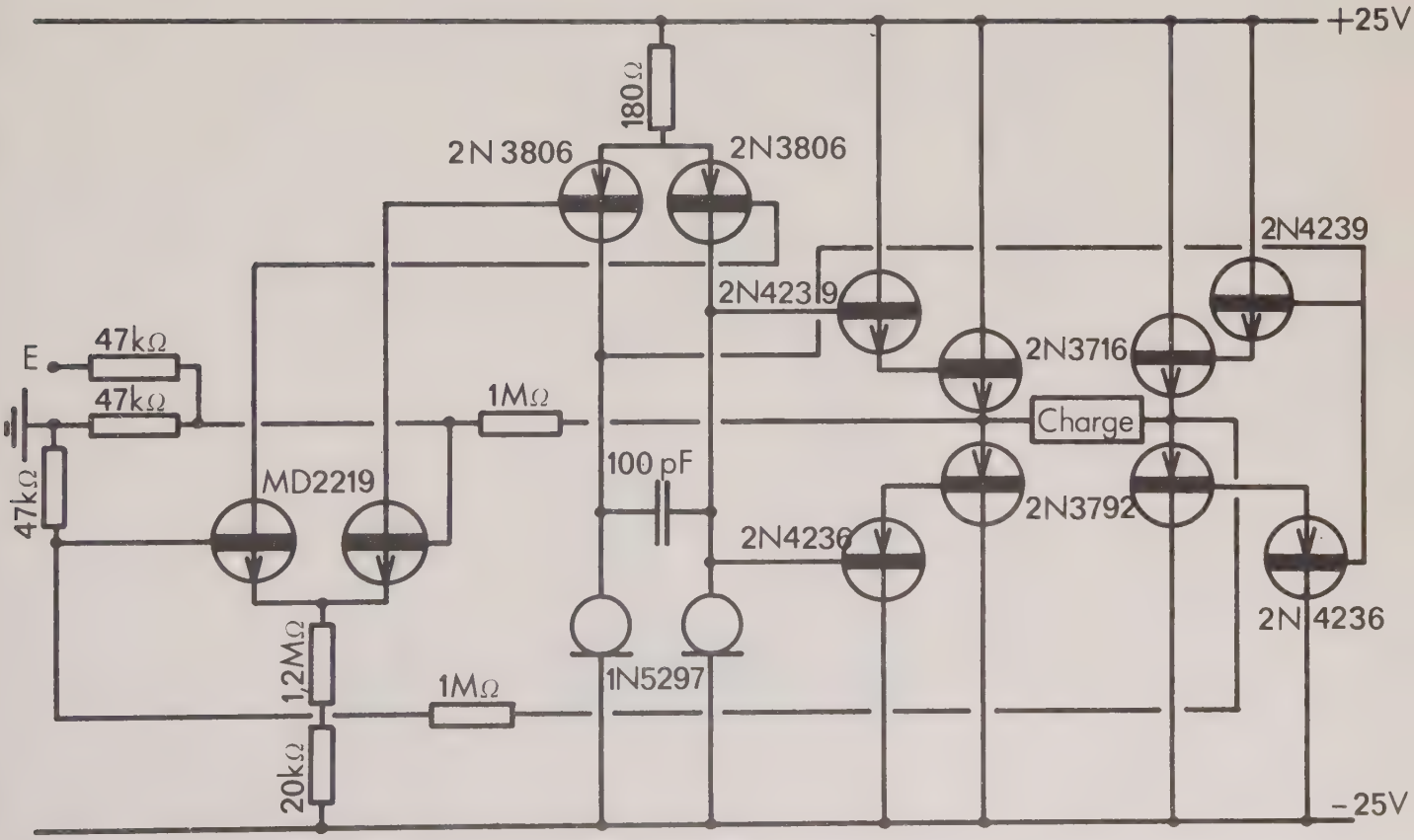


FIG.9 AMPLIFICATION DE PUISSANCE

CONTROLE DE VITESSE
PAR PHOTODIODE

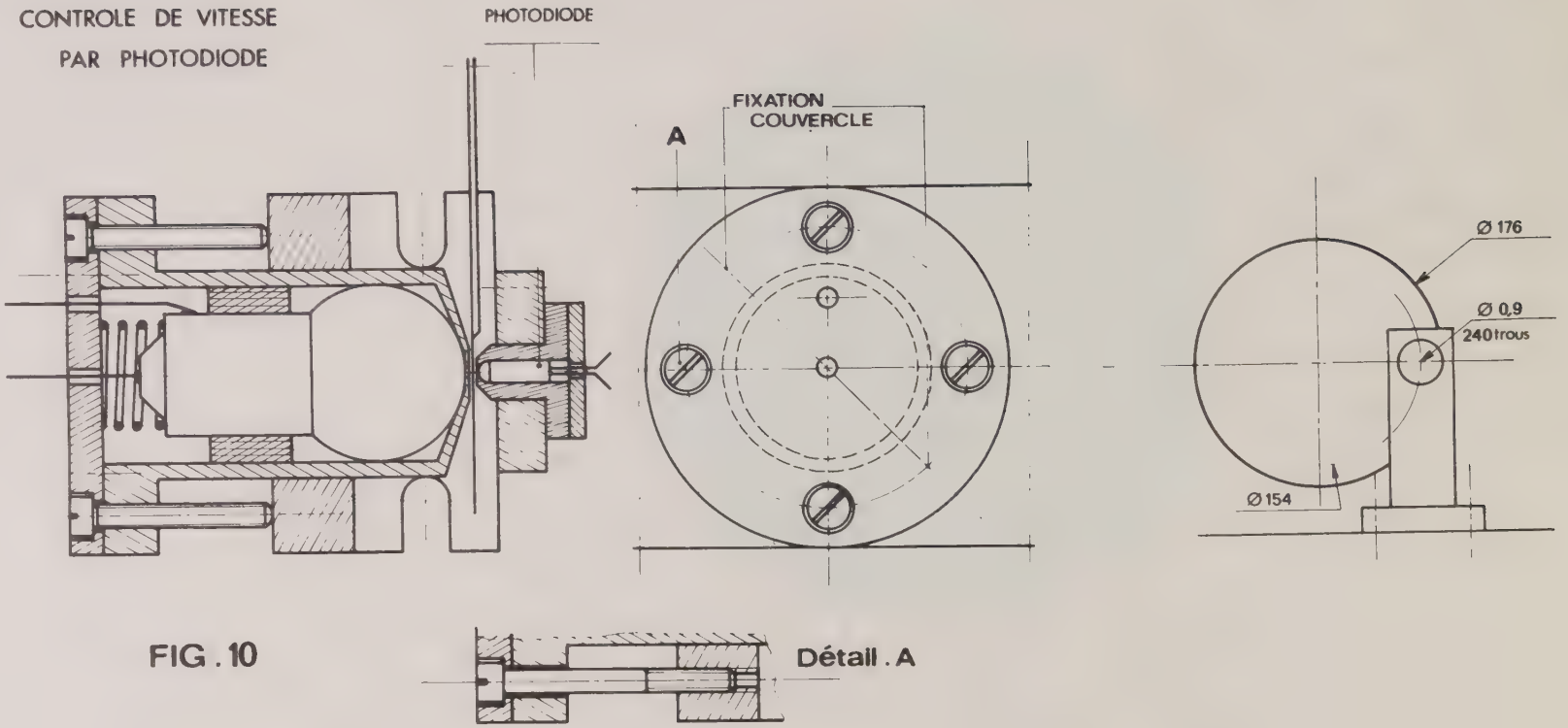
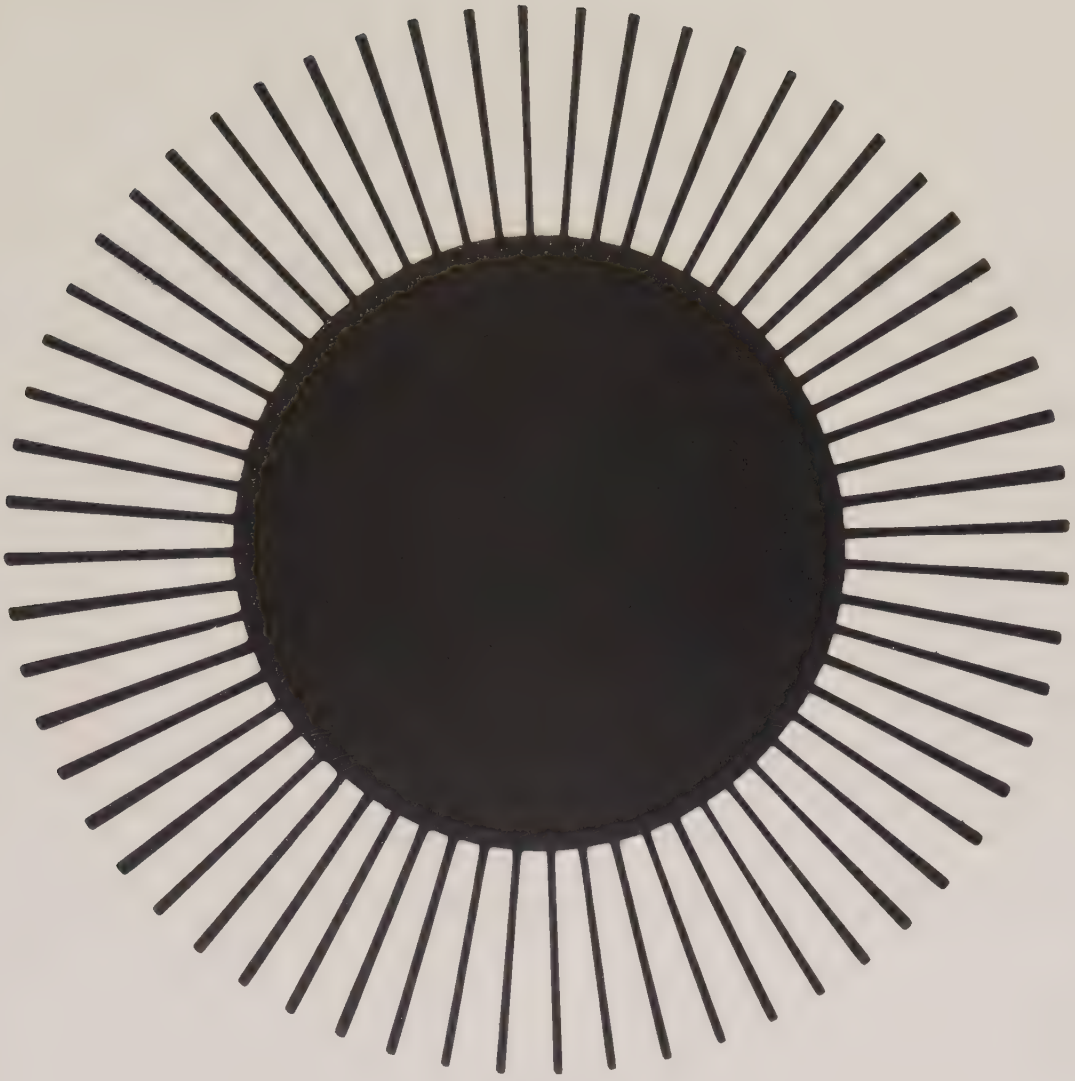


FIG . 10



CAPACITES VARIABLES

FIG.11

- CHAPITRE III -

DETECTION DES JETS

L'élaboration du montage d'étude des jets moléculaires conduit au problème essentiel de la détection des jets.

Afin de justifier le choix d'un détecteur particulier : le spectromètre de masse, nous rappellerons les différents types de détecteurs connus.

A/ - Les détecteurs {10} et {11}

Nous ne Présentons ici que les méthodes ayant un caractère de généralité, c'est-à-dire celles couramment utilisées.

1 - Détecteur Stern-Pirani

Le jet moléculaire pénètre à travers un canal étroit dans une cavité.

La pression dans la cavité augmente jusqu'à ce que le nombre de molécules ressortant après réflexion sur la paroi soit égal au nombre de molécules entrant.

Deux jauges de Pirani à fil chaud sont disposées dans des cavités identiques et insérées dans un pont de résistances. La pression augmentant dans la cavité, située face au jet, entraine une variation de résistance du fil chaud, qui se traduit par un déséquilibre du pont.

Les principaux inconvénients d'un tel système sont :

- le temps de réponse long (l'équilibre dans la cavité s'établit en quelques secondes)

- la sensibilité variable. Elle diminue quand le poids moléculaire augmente. (diminution de la conductibilité du gaz et du taux d'effusion).

2 - Détecteurs à condensation

Ce modèle a été expérimenté en 1911 par DUNOYER avec du sodium. Le jet tombe sur une cible bien polie, refroidie à une température assez basse pour condenser les molécules du jet.

Le dépôt correspondant au profil du jet est revélé soit par un développement par voie chimique humide, soit par la condensation d'une couche de mercure sur le dépôt.

Cette méthode de détection nécessite parfois quelques minutes pour obtenir un dépôt d'épaisseur équivalent à quelques couches moléculaires. Ce détecteur présente aussi l'inconvénient de n'être pas linéaire (densité du dépôt non proportionnelle à l'intensité du jet).

3 - Détecteurs chimiques

La cible est modifiée par les particules chimiquement actives du jet.

Ce détecteur non linéaire n'est utilisable que dans des cas très particuliers.

4 - Détection par ionisation de surface

Le jet arrive sur une surface assez chaude pour que les molécules puissent se réévaporer. Dans certaines conditions (travail

d'extraction de la surface supérieur au potentiel d'ionisation des molécules du jet) beaucoup d'entre elles perdent un électron et s'échappent de la surface sous forme d'ions positifs. Le courant ionique est une mesure de l'intensité du jet.

Un tel détecteur peut mesurer l'intensité d'un jet aussi faible que 10^4 molécules/s (limite imposée par l'amplificateur continu).

5 - Détecteur à bombardement électronique

Un détecteur classique de ce type est une triode comprenant un filament chaud servant de cathode, une grille et un collecteur d'ions.

Un défaut des premiers détecteurs de ce type venait de l'existence des rayons X (des électrons frappant la grille donnaient naissance à des rayons X mous qui provoquaient une photo-émission d'électrons sur le collecteur d'ions, phénomène qu'un ampèremètre traduit comme l'arrivée d'ions positifs). L'effet des rayons X a été considérablement réduit dans les jauges BAYARD-ALPERT.

Nous utiliserons un détecteur plus élaboré le spectromètre de masse.

B/ - Le spectromètre de masse

Il existe plusieurs types de spectromètre de masse. Ce sont les spectromètres de masse à déflexion magnétique, à temps de transit, quadripôle.

Ils présentent tous des organes communs :

- une source d'ions
- un mécanisme permettant de trier les ions suivant leur rapport masse/charge
- un dispositif de détection des ions.

Nous aborderons plus particulièrement la description du spectromètre de masse à déflexion magnétique (que nous avons utilisé).

La source d'ions est du type à ionisation par bombardement électronique.

Les ions d'abord accélérés par un champ électrostatique sont déviés par un champ magnétique de 60°, 90°, 120° ou 180°.

Les ions de masse m, de charge e, animés d'une vitesse acquise par une différence de potentiel V décrivent lors du passage dans un champ magnétique B, une trajectoire circulaire de rayon R, suivant la loi :

$$R = \frac{0{,}144 \cdot 10^{-3}}{B} \sqrt{\frac{mV}{e}}$$

B : induction magnétique en Tesla
R : rayon en mètre
V : différence de potentiel en volts
m : masse atomique de l'ion
e : nombre de charges élémentaires portées par l'ion.

Pour une valeur donnée du rayon de courbure, la résolution des ions peut être effectuée en faisant varier le champ magnétique ou le potentiel d'accélération.

Si B est un paramètre fixe et V un paramètre variable, le courant ionique parvenant au détecteur pour un potentiel d'accélération dépendra du rapport $\frac{e}{m}$ de l'ion.

Les avantages du spectromètre de masse par rapport aux autres détecteurs sont nombreux :

1 - C'est un détecteur linéaire sensible à toutes les espèces moléculaires.

2 - Les ions canalisés sont toujours récupérés.

3 - Le bruit de fond dû aux rayons X disparaît.

4 - Le rapport signal/bruit est meilleur, car le spectromètre est calé sur une masse donnée qui peut ne pas être présente dans le bruit de fond.

5 - Le temps de réponse est très court, c'est en général le multiplicateur d'ions (quand il y en a un) et l'amplificateur qui limitent la vitesse de balayage.

Nous donnons sur la figure (12) les différents éléments constitutifs de la source du spectromètre de masse.

Une des caractéristiques de l'appareil que nous utilisons, est son grand pouvoir de résolution.

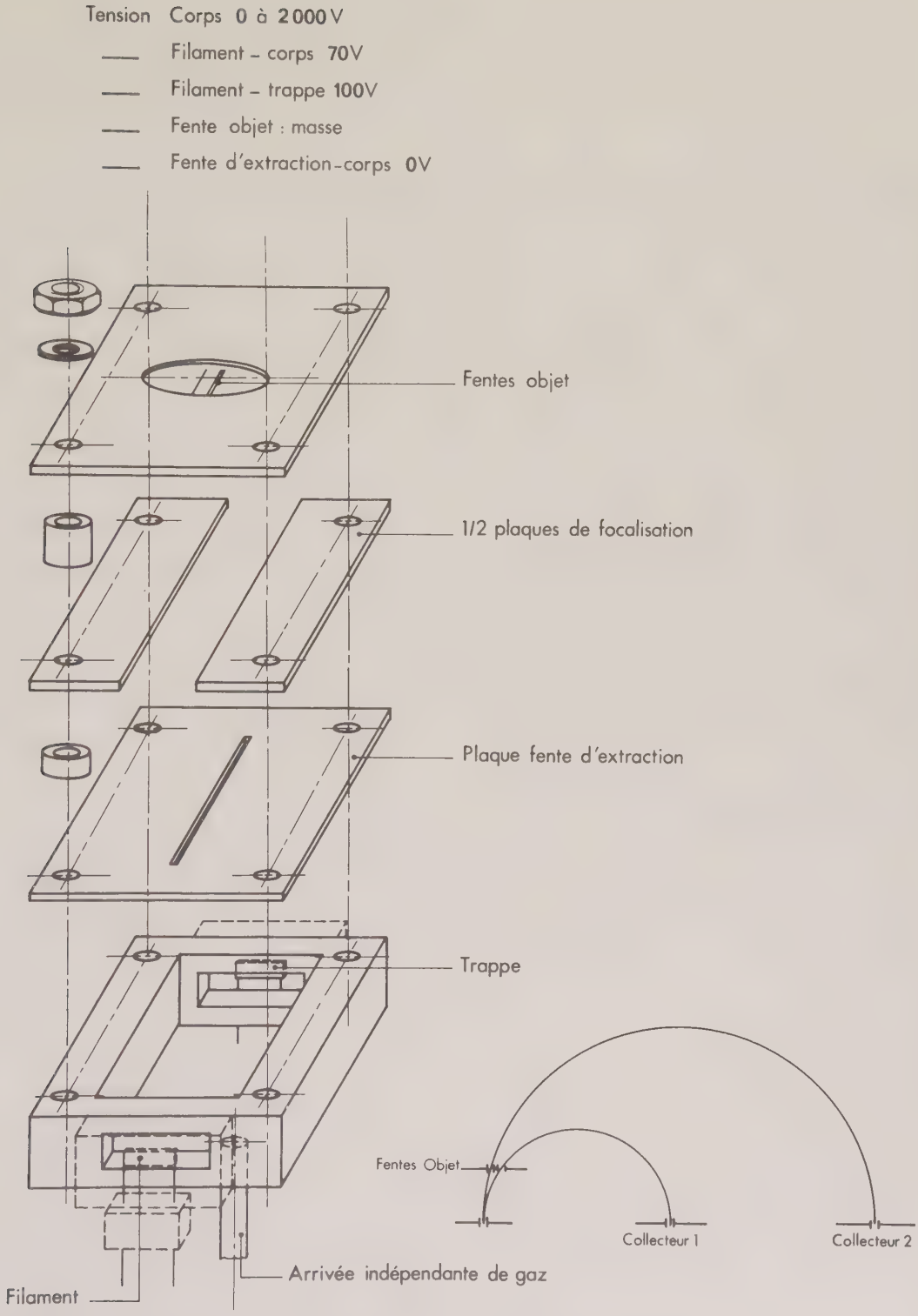
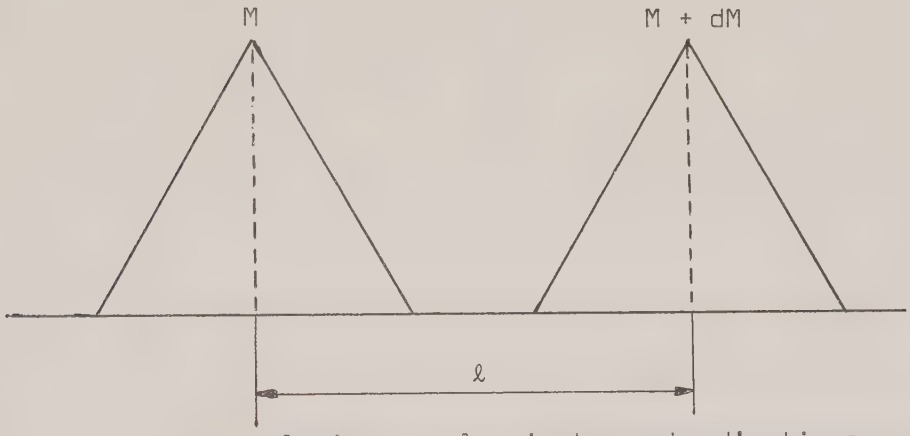


FIG . 12 SCHEMA DE PRINCIPE DE LA SOURCE DU SPECTROMETRE DE MASSE

Le pouvoir de résolution d'un spectromètre peut être donné soit à n% hauteur,
soit à n% vallée.

Considérons la forme de deux pics quelconquesà la masse M et M + dM



Par analogie avec les instruments d'optique nous écrivons :

$$R = \frac{\Delta M}{M}$$

- Soit a la largeur du pic à n% de la hauteur. Le pouvoir de résolution à n% hauteur est alors :

$$R_1 = \frac{M}{dM} \times \frac{\ell}{a} \qquad (7)$$

On prend pratiquement dM = 1

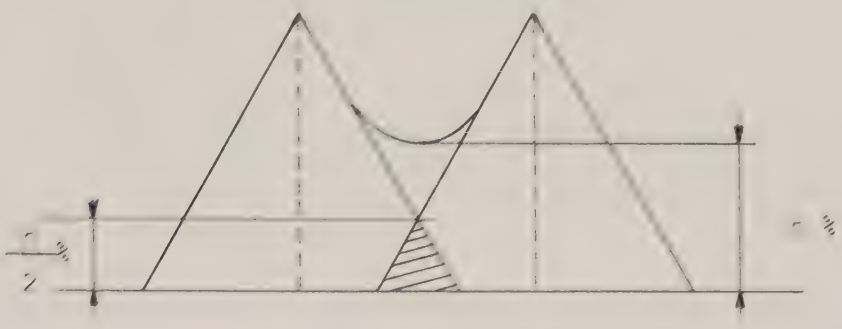
Donnons un exemple :

A la masse M si ℓest égal à a (1%) , la valeur du pouvoir de résolution mesuré à 1% est de $R_1 = M$.

Pour $n \neq 1$, l'application du théorème de Thalès donne :

$$R_1\ (n\%) = \frac{0,99}{1 - \frac{n}{100}}\ R_1\ (1\%)$$

- On dit que deux pics adjacents sont séparés à n% vallée si la hauteur de la vallée entre les pics, supposés égaux, est égale à n% de leur hauteur.



Nous voyons sur la figure que :

R_2(n% vallée) = R_1 ($\frac{n}{2}$ % hauteur).

Les tables techniques {12} de l'appareil utilisé donnent les valeurs suivantes :

. domaine des masses 2 à 12

Pouvoir séparateur 12 (largeur de pic à 1 %)

. domaine des masses 12 à 350

Largeur des fentes de définition : 0,12/0,50 en mm	Pour les masses		
	12	40	80
Pouvoir séparateur à 1% hauteur	80	75	60

Application : Les masses 2 et 3 étant distantes de λ la largeur du pic pour la masse 2 est égal à $\frac{\lambda}{3}$ (à 1% hauteur)

- CHAPITRE IV -

DEFLEXION DU JET

Après avoir donné des principes de filtrage de vitesses dans un jet et de détection des jets, nous devons étudier un moyen de contrôler la vitesse des molécules.

Des méthodes ont été utilisées consistant à évaluer les déflexions du jet, causées par l'action d'un champ (magnétique ou de pesanteur).

Nous nous proposons de chercher un phénomène électrique variable avec la vitesse et représentatif de cette vitesse.

A/ - Théorie de la déflexion d'une molécule dans un champ électrique

1 - Généralités - Effet Stark

L'interaction entre une molécule électriquement neutre et un champ électrique a pour effet de modifier l'énergie de la molécule. Cet effet connu sous le nom d'effet Stark ne peut évidemment exister que si la molécule présente, sous l'action du champ électrique, un moment dipolaire. L'étude de cette interaction est délicate d'une part en raison de la déformation de la molécule dans le champ électrique, déformation qui peut se traduire par la création d'un moment électrique induit par le champ (que la molécule soit polaire ou non), d'autre part en raison de la rotation propre de la molécule, rotation qui en dehors de toute déformation par le champ peut se traduire par certaines molécules polaires par une valeur moyenne nulle du moment électrique.

Le calcul de l'énergie Stark est complexe. Nous nous contentons d'utiliser un résultat classique en spectroscopie hertzienne de la molécule d'ammoniac.

$$W = W(J, K) \pm \left\{ \left(\frac{h\nu_o}{2}\right)^2 + \left(\frac{\mathcal{M} K}{J(J+1)} \mu E\right)^2 \right\}^{1/2} \qquad (8)$$

W (J,K) énergie de la molécule en l'absence de champ électrique

J : moment cinétique total

K : projection de ce moment cinétique sur l'axe de symétrie de la molécule

$\mathcal{M}$: projection du moment cinétique sur la direction du champ électrique

h : constante de Planck

ν_o : fréquence d'inversion en l'absence de champ

μ : moment dipolaire de la molécule

E : grandeur du champ électrique

$$\left\{\left(\frac{h\nu_o}{2}\right)^2 + \left(\frac{\mathcal{M} K}{J(J+1)} \mu E\right)^2 \right\}^{1/2} = \frac{h\nu_o}{2} \left\{1 + \left(\frac{2}{h\nu_o}\right)^2 \left(\frac{\mathcal{M} K}{J(J+1)} \mu E\right)^2 \right\}^{1/2}$$

Le second terme de l'expression étant petit devant 1, on considère l'approximation $(1 + \alpha)^{1/2} = 1 + \frac{1}{2}\alpha$ si $\alpha << 1$

$$\text{d'où} \quad W = W(J, K) \pm \left\{\frac{h\nu_o}{2} + \frac{U_o}{2} E^2\right\} \qquad (9)$$

$$\text{avec} \quad U_o = \frac{2}{h\nu_o} \frac{\mathcal{M} K}{J(J+1)} \mu \qquad (10)$$

Cette expression de l'énergie fonction quadratique du champ vérifie la théorie relative aux molécules en forme de toupie symétrique douée d'une énergie de rotation-vibration.

Si le champ électrique est uniforme E = constante, l'énergie de la molécule est invariante dans le champ. Il ne s'exerce aucune force sur la molécule.

Si le champ est inhomogène, il s'exerce sur la molécule une force f_x dans une direction x quelconque.

$$f_x = \pm \frac{\partial W}{\partial x} = \pm \frac{\partial W}{\partial E} \cdot \frac{\partial E}{\partial X}$$

d'où :

$$\overrightarrow{F} = \mu_{eff} \cdot \overrightarrow{\text{grad. } E} \qquad (11)$$

$\mu_{eff} = - \frac{dW}{dE}$ est le moment électrique effectif.

2 - Déflecteurs moléculaires

Nous considérons des champs électriques inhomogènes dépendant uniquement de la variable r. Les équations générales du mouvement d'une molécule dans ces champs sont alors :

$$(12) \quad \begin{cases} r'' - r\,\gamma'^2 = f_r / m \\ (r^2\,\gamma')' = 0 \\ v'_z = 0 \end{cases}$$

(12_3) entraine v_z = constante.

Le mouvement de la molécule suivant l'axe Oz est uniforme.

(12_2) conduit à $r^2\,\gamma' = r_o^2\,\gamma'_o$ soit $\gamma' = \frac{r_o^2\,\gamma'_o}{r^2}$

d'où :

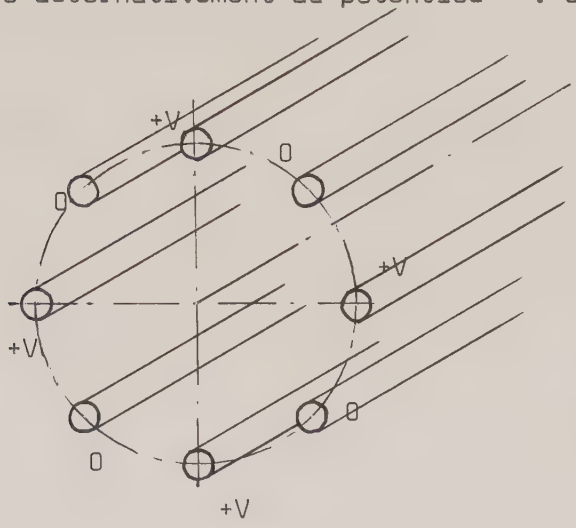
$$r'' - \frac{r_o^4}{r^3}\,\gamma'_o = f_r / m$$

si $\gamma'_o = 0 \Longrightarrow r'' = f_r / m \qquad (13)$

Nous allons étudier deux types de déflecteurs.

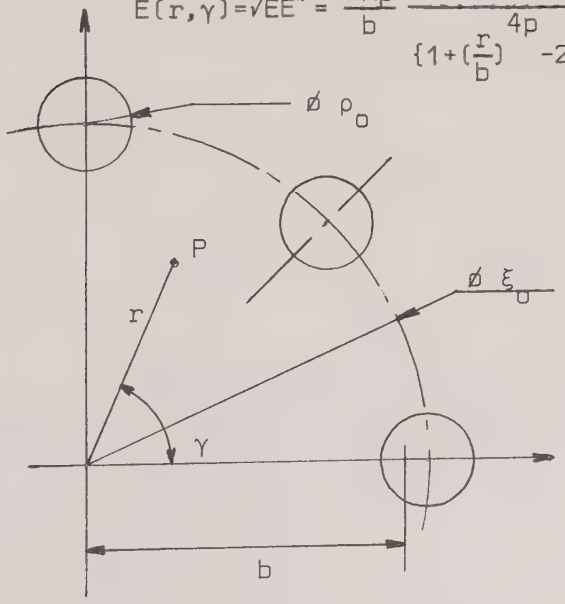
2.1 - Déflecteur octopole

Il est composé de huit électrodes cylindriques équidistantes reliées alternativement au potentiel + V et 0.



Deux transformations conformes successives {14} {15} {16} {17} permettent de donner l'expression générale du champ en un point (r, γ) intérieur à un multipole (2 p pôles).

$$E(r,\gamma)=\sqrt{EE^*}=\frac{2Ap}{b}\,\frac{\left(\frac{r}{b}\right)^{p-1}}{\left\{1+\left(\frac{r}{b}\right)^{4p}-2\left(\frac{r}{b}\right)^{2p}\cos 2p\gamma\right\}^{1/2}} \qquad (14)$$



avec :

$$A=\frac{V}{2\,\mathrm{Log}\,\dfrac{(\xi_o-p_o)p+b^p}{(\xi_o-p_o)^p-b^p}}$$

Cette expression du champ électrique en tout point P (r,γ) du déflecteur est compliqué.

Il est possible de la simplifier en faisant les approximations suivantes :

$$\text{Log}\ \frac{(\xi_o-\rho_o)^p + b^p}{(\xi_o-\rho_o)^p - b^p} \simeq 1 + 2\,\frac{(\xi_o - \rho_o)^p}{b^p}$$

et

$$r < b \Longrightarrow \left(\frac{r}{b}\right)^{4p} << 1$$

d'où

$$E \simeq \frac{V_p}{2b\,\dfrac{(\xi_o-\rho_o)^p}{b^p}} \times \left(\frac{r}{b}\right)^{p-1}$$

Soit encore, avec $\xi_o - \rho_o = R$

$$E \simeq \frac{V}{2R^p}\ p\ r^{p-1} \qquad (15)$$

Un calcul numérique permet de considérer cette approximation comme satisfaisante dans le cas p = 4

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{40} = 2{,}5\ \%$$

Nous utiliserons donc comme formule du champ dans l'octopole :

$$E = \frac{V}{2R^4}\ p\ r^3 \qquad (16)$$

Exprimons la force radiale s'exerçant sur une molécule à l'état supérieur d'inversion, dans le demi-espace où f est de signe opposé à r :

$$\frac{\partial E}{\partial r} = \frac{6Vr^2}{R^4} = \frac{3E(r)}{r}$$

et :

$$\frac{\partial U}{\partial E} = U_o E$$

donc $f_r = - \frac{3U_o E^2}{r} = - 12\, U_o \frac{V^2}{R^8} r^5 = - A\, r^5$

Les équations du mouvement s'écrivent, pour ces molécules :

$$\begin{cases} r'' = - \frac{A}{m} r^5 \\ r^2 \dot{\gamma} = r_o^2 \dot{\gamma}_o \\ v_z = v_{o,z} \end{cases} \qquad (17)$$

$$(17_1) \longrightarrow \frac{d^2 z}{dt^2} = - \frac{A}{m} r^5$$

Soit après une première intégration, en posant $\frac{dr}{dt} = 0$ pour $r = r_o$:

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{A}{3m} (r_o^6 - r^6)$$

$$\int \frac{\pm\, dr}{\sqrt{(r_o^6 - r^6)\, \varepsilon}} = \sqrt{\frac{A}{3m}}\, t$$

La projection du mouvement de la molécule sur l'axe Or est un mouvement oscillatoire symétrique par rapport au point O.

Le temps t_o qu'il faudra à une molécule pour aller de r_o à O est donc égal au quart de la période du mouvement, et l'on a :

$$\int_o^1 \frac{\left(\frac{dr}{r_o}\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_o}\right)^6}} = r_o^2 \sqrt{\frac{A}{3m}}\, t_o$$

Le premier membre s'exprime grâce à des fonctions Γ d'où :

$$t_o = \frac{1}{r_o^2 \sqrt{\frac{A}{3m}}} \quad \frac{\sqrt{\Pi}\ \Gamma\ (\frac{1}{6})}{6\ \Gamma\ (\frac{2}{3})}$$

$$J = \frac{\sqrt{\Pi}\ \Gamma\ (\frac{1}{6})}{6\ \Gamma\ (\frac{2}{3})} \simeq 1{,}285$$

$$t_o \simeq \frac{1{,}285\ R^4}{2\ r_o^2\ V \sqrt{\frac{U_o}{m}}}$$

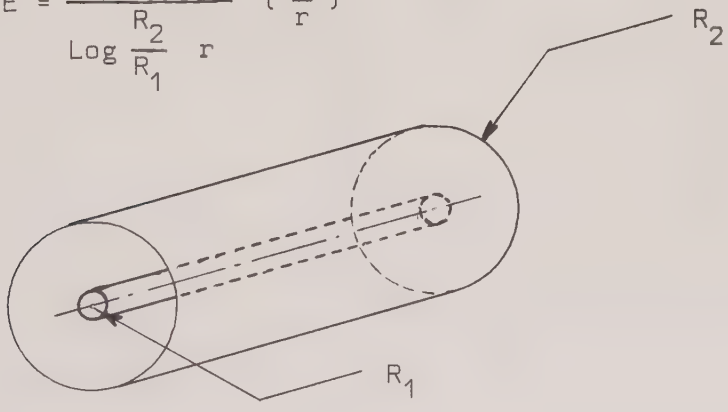
Le mouvement de la molécule suivant l'axe Oz étant uniforme, la molécule arrive sur l'axe au point

$$L_1 = v_z\ t_o \simeq \frac{1{,}285\ R^4\ v_z}{2\ r_o^2\ V \times \sqrt{\frac{U_o}{m}}} \qquad (18)$$

2.2 - Déflecteur cylindrique

Le champ dans la région comprise entre deux cylindres coaxiaux de rayons R_1 et R_2 est égal à :

$$E = \frac{-V}{\text{Log}\ \frac{R_2}{R_1}\ r} \left(\frac{\vec{r}}{r}\right) \qquad (19)$$



Calculons la force radiale s'exerçant sur une molécule :

$$\frac{\partial U}{\partial E} = \frac{2U(r)}{E}$$

$$\frac{\partial E}{\partial r} = \frac{V}{\text{Log } \frac{R_2}{R_1}\, r^2} = \frac{-E}{r}$$

donc : $$f_r = \frac{\pm\ U_o\ E^2}{r}$$

Les molécules dans l'état supérieur d'inversion s'éloignent de l'axe, tandis que les molécules dans l'état inférieur d'inversion s'en rapprochent (seules celles-ci nous intéresseront donc).

Les équations du mouvement sont alors :

$$(20) \quad \begin{cases} r'' + \dfrac{\omega}{r^3} = 0 \\ r^2\ \gamma' = r_o^2\ \gamma'_o \\ v_z = v_o\ ,\ z \end{cases}$$

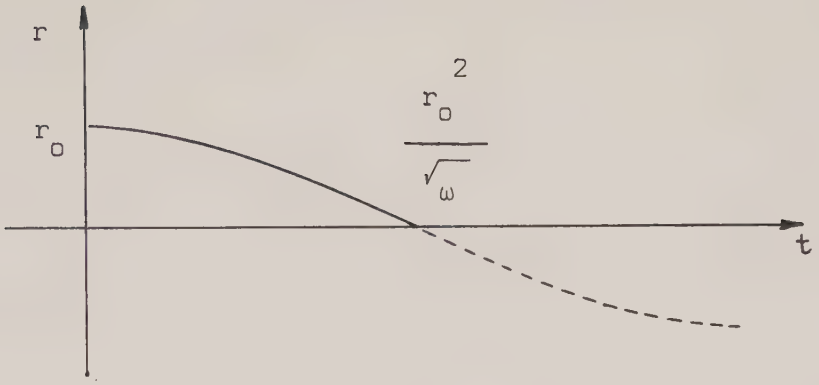
$$\text{avec} \quad \omega = \frac{U_o}{m}\ \frac{V^2}{(\text{Log } \frac{R_2}{R_1})^2}$$

d'où : $$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{\omega}{r^2} - \frac{\omega}{r_o^2} \quad \text{en posant} \quad \frac{dr}{dt} = 0 \quad \text{pour} \quad r = r_o$$

d'où :

$$\frac{\pm\, r\, dr}{\sqrt{\omega\left(1 - \frac{r^2}{r_o^2}\right)}} = dt$$

$$t = \frac{r_o^2}{\sqrt{\omega}} \sqrt{1 - \frac{r^2}{r_o^2}} = \frac{r_o}{\sqrt{\omega}} \sqrt{r_o^2 - r^2}$$



Pour aller du point d'ordonnée r_o au point d'ordonnée 0 il faut donc :

$$t = \frac{r_o^2}{\sqrt{\omega}}$$

Le mouvement de la molécule par rapport à l'axe Oz étant uniforme, la molécule arrive sur l'axe au point d'abscisse:

$$L_2 = v_z \times \frac{r_o^2}{\sqrt{\omega}} = v_z \frac{r_o^2 \operatorname{Log} \frac{R_2}{R_1}}{V\sqrt{\frac{U_o}{m}}} \qquad (21)$$

L_1 et L_2 étant maintenant des fonctions connues, appliquons ces résultats à la mesure des vitesses des molécules.

B/ - Utilisation d'un déflecteur pour tester l'efficacité du sélecteur de vitesses

Les formules (18) et (21) donnent les longueurs nécessaires aux deux focaliseurs pour qu'une molécule située à r_o de l'axe soit déviée jusqu'à l'axe. Nous avons tracé au moyen du calculateur analogique ANALAC les courbes de réponses théoriques des déflecteurs en fonction des différents paramètres (figures 13 - 14 - 15), ces courbes permettent diverses opérations :

- v_z étant fixé, nous connaissons à quelle distance une tension donnée focalise une molécule

- L étant fixé nous déterminons la vitesse des molécules focalisées pour une tension donnée

ceci pour un r_o donné.

Nous observons donc que la définition d'une vitesse par ce procédé sera d'autant meilleure que nous utiliserons les courbes dans la région où la valeur absolue de la pente de la tangente est minimum.

Exemple d'utilisation de la courbe (figure 13)

Les molécules d'un jet de diamètre 1 mm arrive parallèlement à l'axe de l'octopole de rayon R = 0,005 m, r_o moyen = 3,6 mm.

La vitesse des molécules déviées sur l'axe à la distance L_1 = 0,462 m est comprise :

- entre v_1 = 120,5 m/s et v'_1 = 209 m/s pour une tension de 1500 V
- entre v_2 = 244 m/s et v'_2 = 405 m/s pour une tension de 3000 V

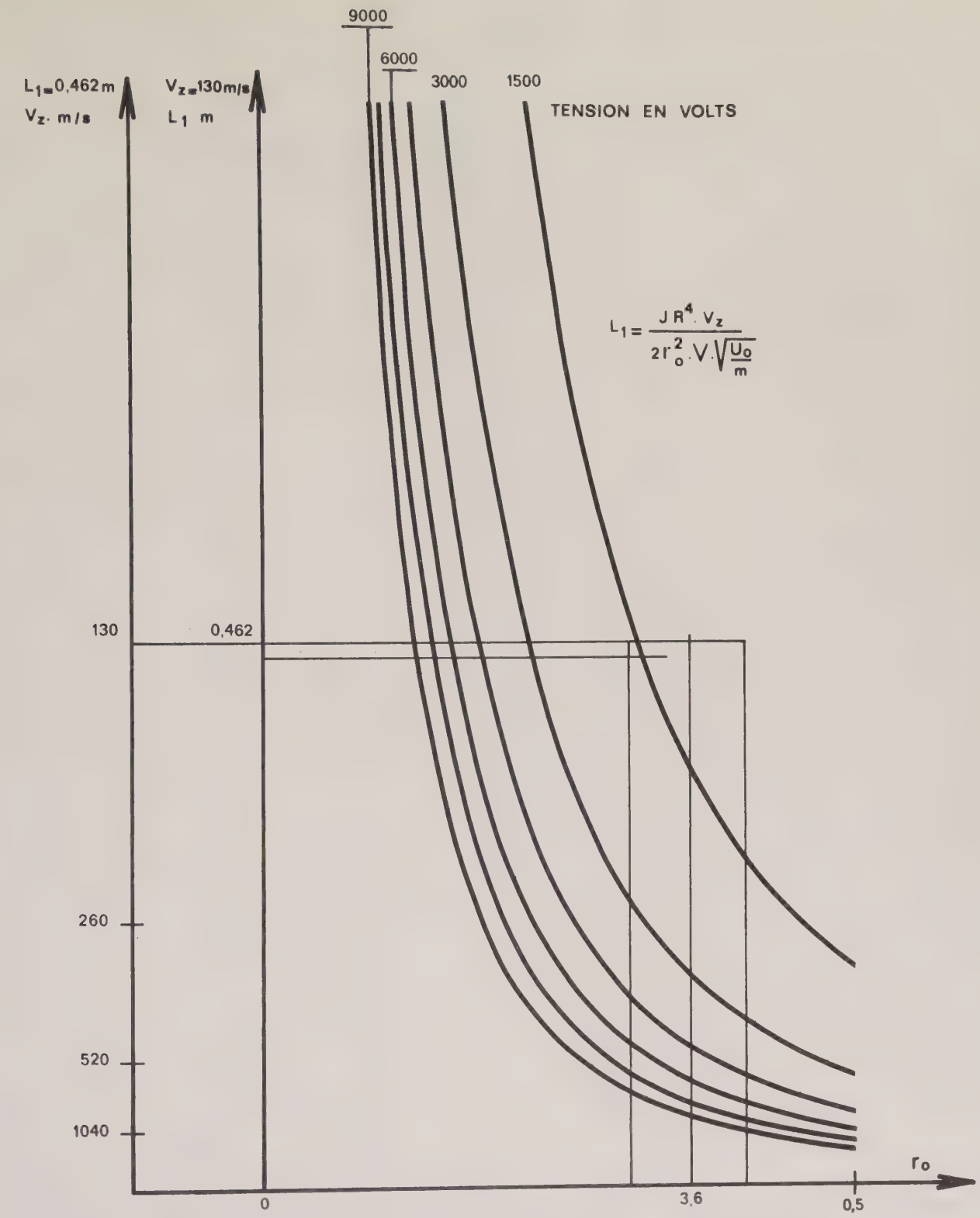


FIG.13 DEFLEXION D'UNE MOLECULE D'AMMONIAC DANS UN DEFLECTEUR OCTOPOLE : R = 0,005 m

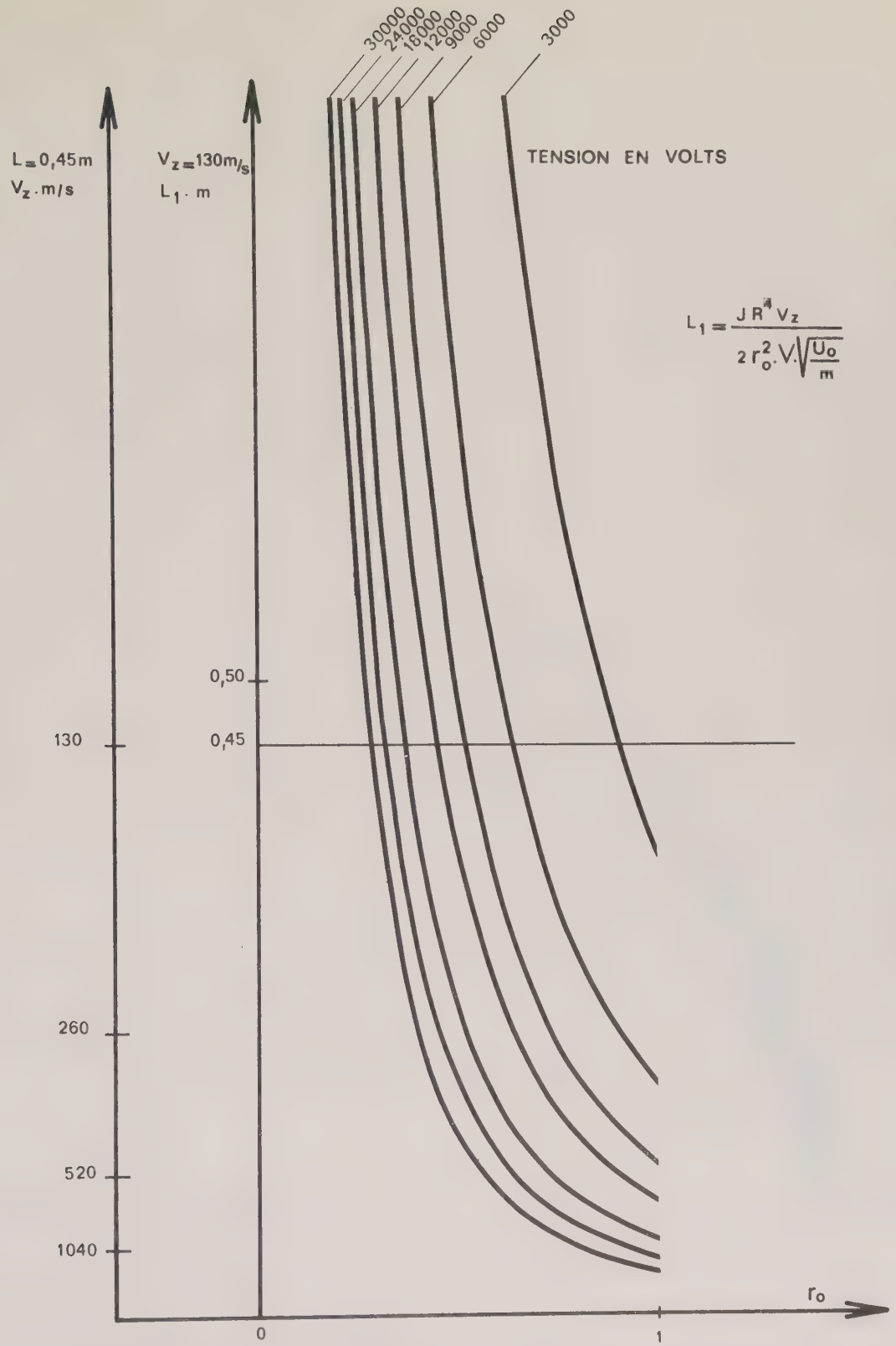
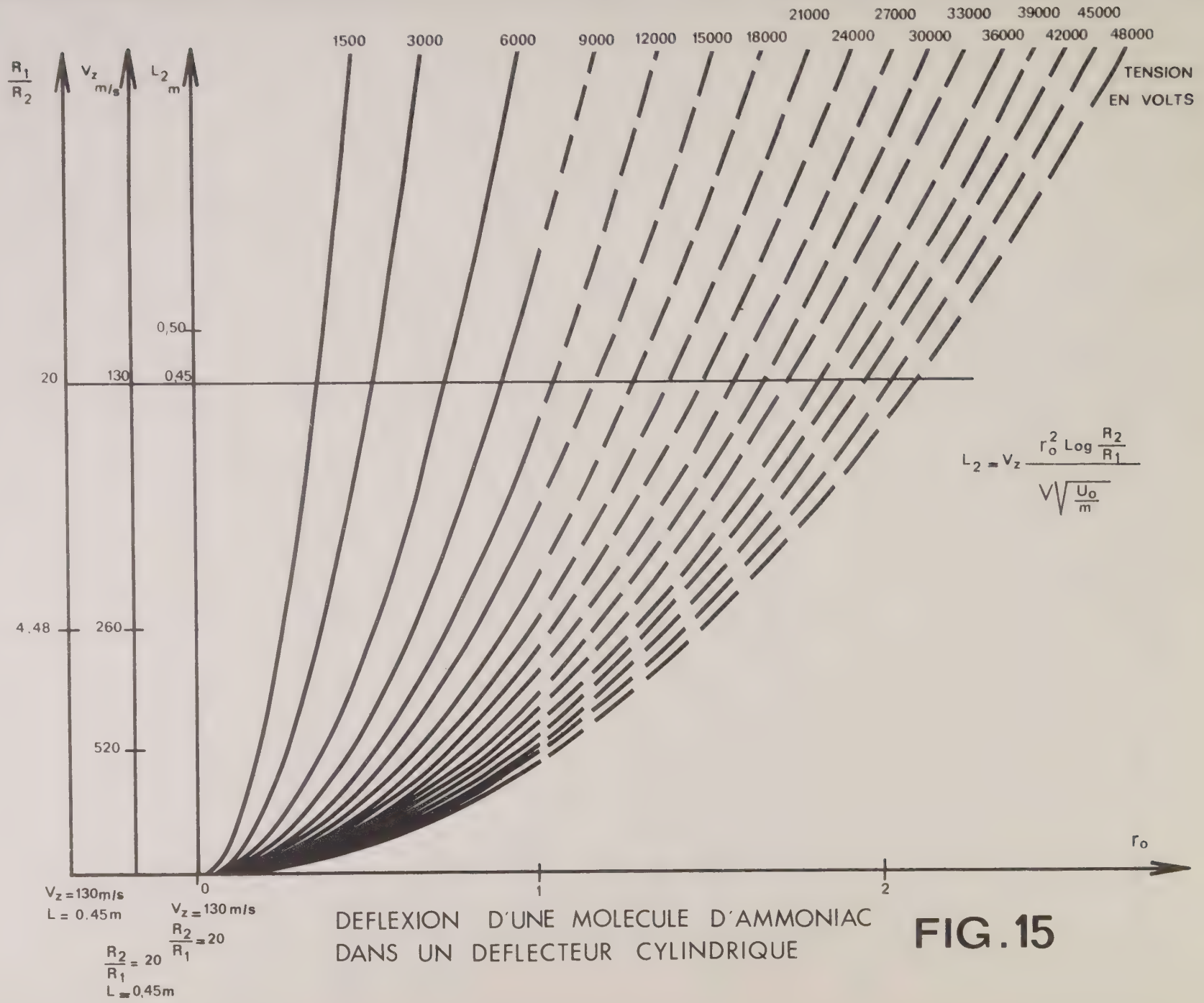


FIG.14 DEFLEXION D'UNE MOLECULE D'AMMONIAC DANS UN DEFLECTEUR OCTOPOLE : R = 0,01m



DEFLEXION D'UNE MOLECULE D'AMMONIAC
DANS UN DEFLECTEUR CYLINDRIQUE

FIG. 15

L'incertitude sur la vitesse vient de l'équation suivante :

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{2\Delta r_o}{r_o} + \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta v_z}{v_z} + \frac{\Delta G}{G}$$

$\frac{\Delta G}{G}$ incertitude relative due à la géométrie du déflecteur

Δr_o est imposé par la largeur du jet

r_o maximal est donné par la géométrie du sélecteur.

Nous devons donc choisir un compromis entre l'incertitude venant de r_o et celle venant de la géométrie des déflecteurs.

En pratique il est impossible d'obtenir $\frac{\Delta r_o}{r_o}$ meilleur que 5 %.

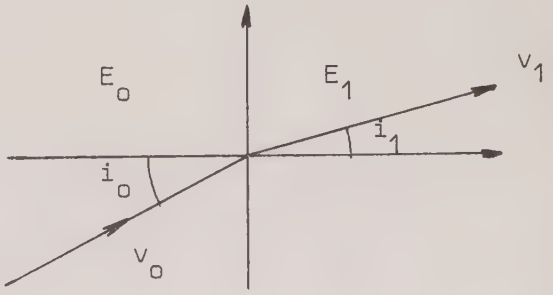
L étant fixé nous voyons donc que l'erreur sur la vitesse d'une molécule sera supérieure à 10 %.

La vitesse v_z considérée dans les expressions de L est la vitesse de la molécule lorsqu'elle est dans le champ électrique dû au déflecteur.

Nous faisons donc une approximation si nous assimilons cette vitesse à celle que possédait la molécule auparavant.

En effet, une molécule possédant un moment dipolaire électrique arrivant dans un champ électrique, obéit aux relations :

$$(22) \quad \begin{cases} v_o \sin i_o = v_1 \sin i_1 \\ v_1^2 = v_o^2 - \frac{U_o}{m} (E_1^2 - E_o^2) \end{cases}$$



Nous constatons qu'une molécule entrant dans le déflecteur est freinée. Cependant une application numérique dans les cas les plus défavorables nous a permis de trouver une erreur sur la vitesse très inférieure à 10 %. Nous négligeons donc cet effet de freinage.

C/ - Réalisation

Les deux déflecteurs dont nous donnons les photos (figure 16) ont été réalisés.

Ils ont les caractéristiques suivantes :

Déflecteur octopole :

Longueur 462 mm

Rayon R = 5 mm

Déflecteur cylindrique

Longueur 450 mm

Diamètre de l'électrode centrale 1 mm

Diamètre de l'électrode cylindrique extérieure 20 mm

Ce déflecteur est percé de trous pour permettre l'évacuation des molécules indésirables.

La haute tension appliquée aux bornes des déflecteurs est fournie par une alimentation THT Samès. Elle peut varier de 0 à 100 kV.

Nous avons pu observer que l'utilisation des déflecteurs est limitée par les décharges dans l'isolant, celui-ci étant dans le cas présent du téflon. L'effet de cette décharge est surtout sensible dans l'octopole dans lequel les électrodes sont très rapprochées.

Les premières amorces de claquage ont lieu dans l'isolant de l'octopole vers 12 kV et dans celui du déflecteur cylindrique vers 30 kV.

FIG.16 REALISATION DE DEUX DEFLECTEURS

- CHAPITRE V -

ENSEMBLE REALISE

Nous avons abordé dans les chapitres précédents, chacune des parties utiles à l'étude des jets moléculaires. Nous allons décrire maintenant les différents ensembles composant le montage expérimental.

Ce sont :

- la source : élément générateur du jet moléculaire
- la chambre de filtrage où est réalisée la sélection des molécules ayant une vitesse donnée
- la chambre de déflexion où sont déviées les trajectoires des molécules
- la chambre d'analyse du jet résultant.

A/ - Source

Le jet moléculaire est issu d'un réservoir contenant le gaz sous pression. Deux vannes successives permettent d'obtenir dans une chambre une pression constante. Cette chambre est suivie de la source constituée par un gicleur suivi d'un diaphragme (figure 17). Le gicleur est réalisé au moyen d'un cylindre de longueur 15 mm percé d'un trou de diamètre 4/10 mm. Le diaphragme consiste en une plaque mince percée d'un trou de diamètre 1 mm.

Les molécules sortant du gicleur dans des directions divergentes par rapport à l'axe sont piégées sur une surface refroidie. Nous obtenons donc à la sortie du diaphragme un jet légèrement conique. Nous verrons que la divergence de ce jet est encore trop importante avec la géométrie ainsi définie.

- CHAPITRE V -

ENSEMBLE REALISE

Nous avons abordé dans les chapitres précédents, chacune des parties utiles à l'étude des jets moléculaires. Nous allons décrire maintenant les différents ensembles composant le montage expérimental.

Ce sont :

- la source : élément générateur du jet moléculaire
- la chambre de filtrage où est réalisée la sélection des molécules ayant une vitesse donnée
- la chambre de déflexion où sont déviées les trajectoires des molécules
- la chambre d'analyse du jet résultant.

A/ - Source

Le jet moléculaire est issu d'un réservoir contenant le gaz sous pression. Deux vannes successives permettent d'obtenir dans une chambre une pression constante. Cette chambre est suivie de la source constituée par un gicleur suivi d'un diaphragme (figure 17). Le gicleur est réalisé au moyen d'un cylindre de longueur 15 mm percé d'un trou de diamètre 4/10 mm. Le diaphragme consiste en une plaque mince percée d'un trou de diamètre 1 mm.

Les molécules sortant du gicleur dans des directions divergentes par rapport à l'axe sont piégées sur une surface refroidie. Nous obtenons donc à la sortie du diaphragme un jet légèrement conique. Nous verrons que la divergence de ce jet est encore trop importante avec la géométrie ainsi définie.

FIG.17 VANNE DE DOSAGE ET SOURCE

B/ - Chambre de filtrage

Elle est destinée au montage du sélecteur mécanique. Le sélecteur est fixé sur la base au moyen de deux équerres vissées et positionnées.

Divers éléments sont solidaires de cette enceinte :

- la source du jet
- un bac à azote utilisé pour refroidir un carter de cuivre entourant le sélecteur et servant au piégeage des molécules indésirables
- une jauge primaire et une jauge secondaire
- un passage tournant solidaire d'une part du moteur extérieur utilisé pour l'entrainement, d'autre part de l'entrée du train de roues entraînant le rotor du sélecteur
- un passage de tension.

Deux brides supplémentaires sont prévues pour faciliter le montage des éléments du sélecteur.

Le positionnement de l'axe du sélecteur par rapport à l'axe de la source est réalisé par usinage (sans démontage de l'enceinte)
- de l'alésage servant au positionnement de la source
- et des alésages réalisés dans les équerres supportant les paliers du rotor.

Pendant ces opérations, le plan de référence est constitué par le plan de base de l'enceinte, rectifié plan sur les deux faces avant soudage de l'enceinte.

Cette enceinte communique avec la chambre de déflexion.

C/ - La chambre de déflexion

Le déflecteur est disposé à une distance r_o et parallèlement à un axe défini par les entrée et sortie de l'enceinte.

Au moyen d'un montage de centrage l'axe de cette chambre est confondu avec l'axe du jet moléculaire défini précédemment.

Quatre bacs à azote occupent les angles de cette enceinte. Ils sont reliés deux à deux par des plaques de cuivre qui forment une chambre froide destinée au piégeage des molécules sortant de la surface latérale du déflecteur.

Les arrivées de tension sur le déflecteur sont réalisées par des traversées de courant en céramique disposées sur les faces latérales.

Le pompage s'effectue par la base de cette chambre.

D/ - La chambre d'analyse

Les molécules du jet sont déviées à des degrés divers par le déflecteur. Un diaphragme situé en aval du jet fait écran à toutes les molécules sauf aux molécules "désirées". (Ces molécules sont celles dont la vitesse correspond à la tension appliquée sur le déflecteur pour la longueur de déflexion imposée).

Les molécules sélectionnées poursuivent leur chemin dans un tube refroidi qui constitue encore un écran aux molécules parasites.

Le jet arrive jusqu'au spectromètre de masse situé en bout de cette dernière enceinte.

Un piège à azote liquide refroidit le tube précédemment cité, et permet un pompage cryogénique au niveau du spectromètre.

Le schéma général du montage (figure 18) et la photo d'ensemble (figure 19) nous permettent de localiser les différentes parties.

Nous donnons le profil du jet sur la figure 20.

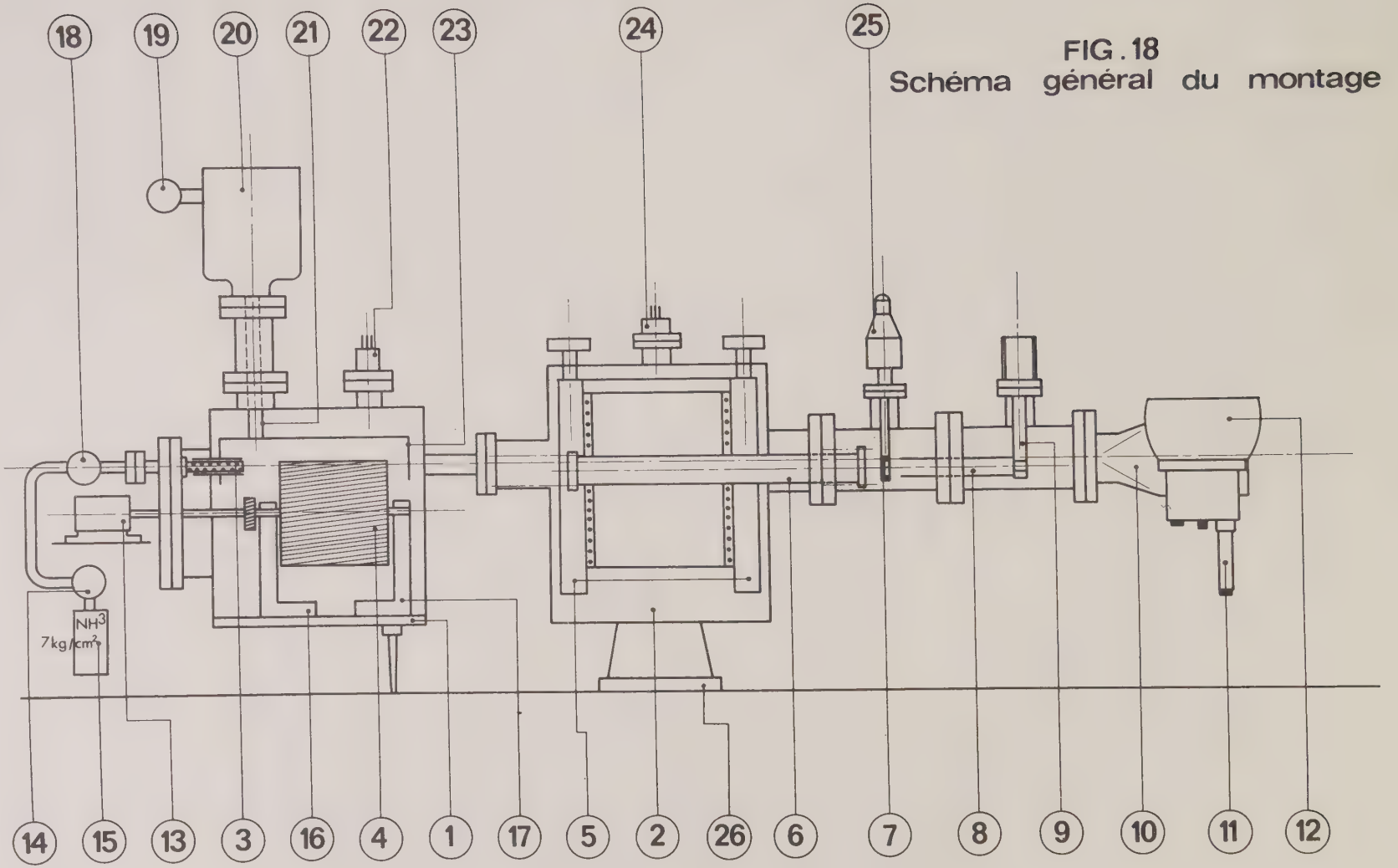


FIG. 18
Schéma général du montage

Repère	Désignation
1	Chambre de filtrage
2	Chambre de déflexion
3	Source
4	Sélecteur à fentes hélicoïdales
5	Pièges à azote liquide
6	Déflecteur
7	Fentes d'analyse
8	Piège par conduction
9	Piège à azote liquide
10	Spectromètre de masse
11	Préamplificateur du spectromètre de masse
12	Aimant du spectromètre de masse
13	Moteur synchrone
14	Vanne
15	Réservoir à ammoniac
16	Equerre de fixation avant
17	Equerre de fixation arrière
18	Vanne pointeau
19	Vanne de pompage
20	Réservoir à azote liquide
21	Piège à azote liquide
22	Jauge secondaire
23	Piège par conduction
24	Jauge secondaire
25	Passage linéaire à déplacement micrométrique
26	Embase de fixation sur le groupe de pompage

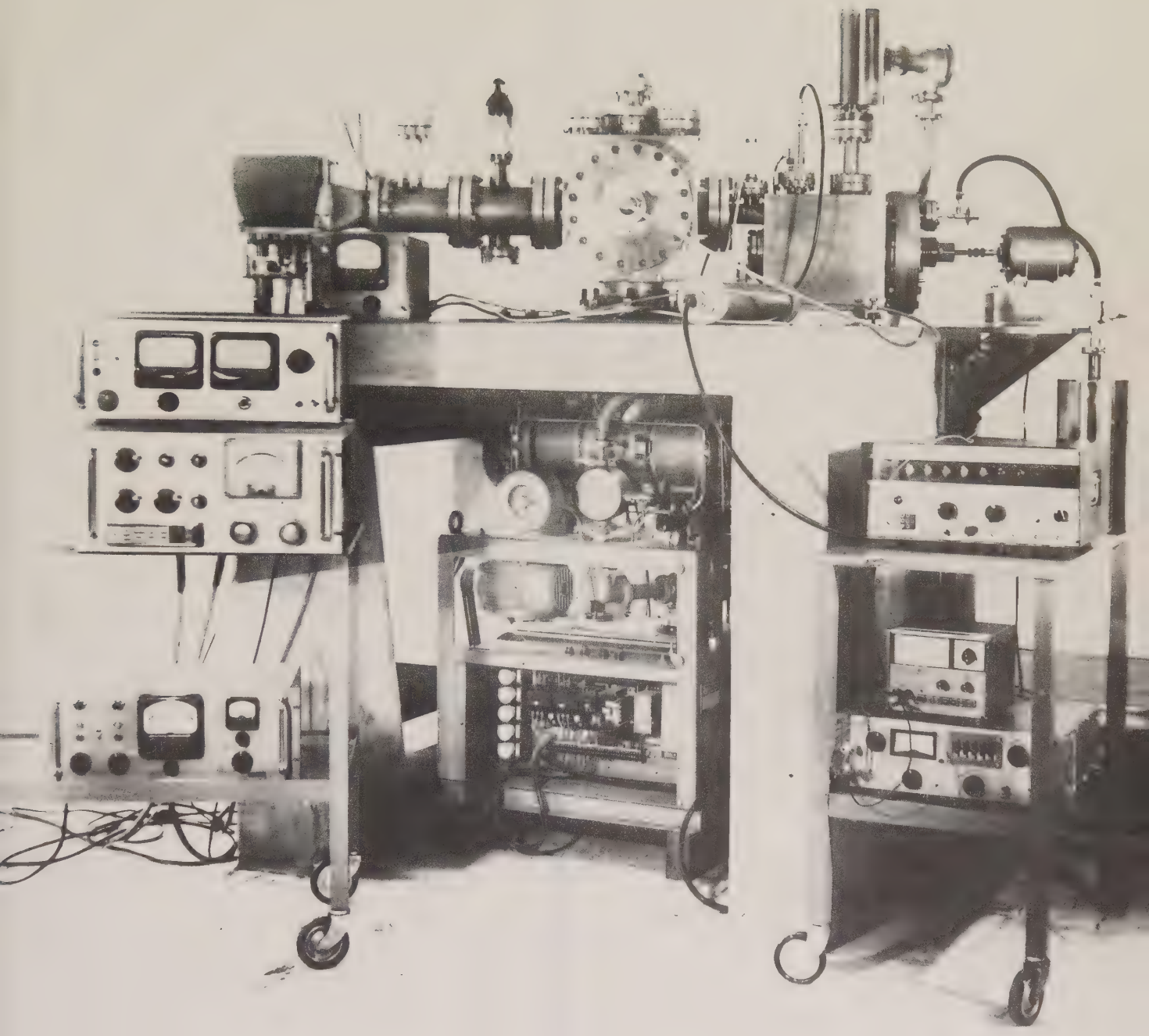
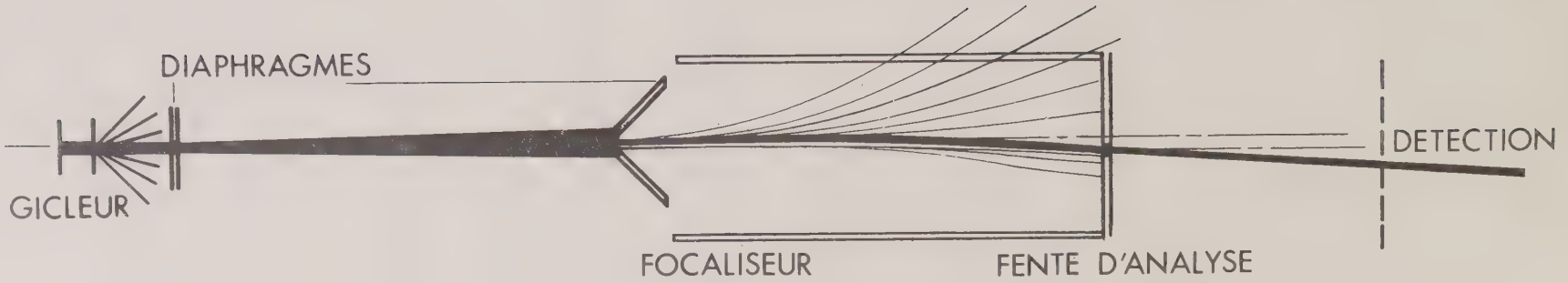


FIG.19 MONTAGE EXPERIMENTAL



PROFIL DU JET FIG . 20

- CHAPITRE VI -

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous exposons ci-dessous les résultats expérimentaux que nous avons pu obtenir. Ils sont peu probants, le temps nous ayant manqué pour effectuer les modifications qui paraissent nécessaires. La réalisation complète de l'ensemble n'a été terminée que fort tard. D'autre part, chaque modification ou chaque cycle de manipulations demande deux à trois jours qui correspondent au temps de montage, pompage, piégeage, et, après manipulation, réchauffage des pièges.

L'utilisation du montage et la poursuite des expériences s'incluent dans un programme de recherches à long terme du laboratoire.

Nous allons examiner les premiers résultats donnés par le montage et envisager les améliorations à apporter par la suite.

A/ - Mise sous vide l'ensemble

Nous avons testé chaque enceinte à vide au fur et à mesure de leur élaboration.

L'ensemble complet étant monté, la pression dans les enceintes après un jour de pompage est de l'ordre de 10^{-7} Torr. Le remplissage des bacs à azote permet de l'abaisser jusqu'à 10^{-8} Torr. Nous devons préciser que pour ces essais, nous utilisons des joints VITON et nous ne procédons pas à un étuvage préalable. Nous avons effectué la détection des fuites en employant le spectromètre de masse en détecteur de fuites. Nous avons enregistré l'évolution du pic de l'hydrogène lors du déplacement d'un jet d'hydrogène sur l'enceinte.

B/ - Déflexion des molécules par un déflecteur octopôle

Nous désirons mettre en évidence la courbe de répartition des vitesses dans un jet d'ammoniac. Pour cela nous plaçons le diaphragme d'analyse sur l'axe du focaliseur. D'après la théorie du déflecteur octopôle, en faisant varier la tension nous focaliserons des molécules de vitesses différentes donc en nombre différent. La courbe des vitesses en fonction de la tension doit être semblable à celle de la répartition des vitesses en fonction de v. Nous avons réglé le spectromètre successivement sur le pic de l'azote, de l'ammoniac, de l'hydrogène. L'ouverture de la vanne à ammoniac s'est traduite par une augmentation de ces différents pics, la pression dans les enceintes ne subissant (selon l'ouverture de la vanne) qu'une variation minime ou nulle (nous pouvons donc considérer que les pièges à azote et les pièges par conduction remplissent leur rôle).

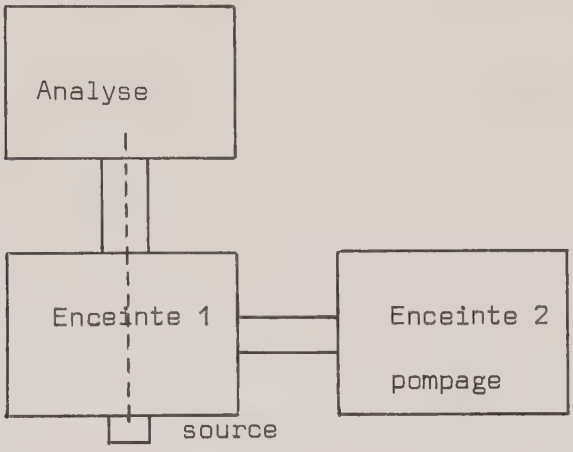
Par contre nous observons un effet trop peu marqué pour être considéré comme probant, quand la tension croît de 0 à 10 kV.

Nous attribuons ce résultat peu satisfaisant à une trop grande divergence du jet. En effet le gicleur et le premier diaphragme sont situés à 130 mm l'un de l'autre. Le diamètre du jet sortant du premier diaphragme est 1 mm, à l'entrée du déflecteur le diamètre est de l'ordre de $2\left(\frac{1}{130} \times 400\right) - 1 \simeq 5$ mm.

Dans ces conditions le jet inonde donc toute l'entrée du déflecteur. Nous avons donc modifié le montage en installant un diaphragme supplémentaire à l'entrée du déflecteur. Il a été réalisé en téflon et en forme de cône afin que les molécules indésirables soient réfléchies vers les pièges refroidis de la chambre de détection. Cette modification n'a pas apporté de résultats appréciables, (en effet commenous le verrons plus loin, une modification de la fente d'analyse serait nécessaire pour constater l'amélioration attendue).

La meilleure solution serait à notre avis de remplacer le système constituant la source, par une grille transparente à canaux, permettant d'obtenir un jet très peu divergent. Ce type de gicleur suivi de deux diaphragmes précédés chacun d'un diaphragme refroidi, devrait donner satisfaction. De telles sources existent actuellement aux U S A.

D'autre part il est nécessaire d'étudier la géométrie du jet plus près de la source. Pour cela nous avons la possibilité d'analyser le jet directement à la sortie de la première enceinte celle-ci possédant deux brides identiques à 90°. Il suffit de faire pivoter la première enceinte d'un quart de tour et de disposer le spectromètre dans l'axe du jet.



Remarque : La lentille cylindrique donne les mêmes résultats que la lentille octopôle.

La première réalisation a donné des résultats encourageants puisque sa tenue en tension est supérieure à 30 kV.

C/ - Analyse du jet entrant dans l'enceinte d'analyse

Nous centrons l'axe du diaphragme sur l'axe du jet moléculaire, le déflecteur n'étant pas alimenté. L"ouverture de la vanne à ammoniac se traduit par une remontée des pics des ions dus à l'ammoniac. Le déplacement du diaphragme devrait se traduire par une diminution de ces pics, l'intensité devant être maximum dans l'axe du jet : l'effet obser n'est que très peu marqué.

Deux phénomènes peuvent expliquer ceci :

- Il existe une population trop importante en amont de la fente d'analyse : les molécules du jet ne pouvant franchir le diaphragme heurtent son plan et rebondissent, venant perturber le jet au niveau de la fente.

- Des molécules passent à l'extérieur des fentes d'analyse et entrent sans être piégées dans le spectromètre.

L'étude d'un piégeage efficace au niveau de l'analyse est nécessaire. Il est rendu très difficile par le fait que le diaphragme est mobile dans une surface carrée de 25 mm de côté, d'où l'impossibilité d'installer un piège fixe à l'avant du diaphragme.

Nous pensons qu'il est possible d'améliorer le piégeage en aval du diaphragme en le complétant avec des chicanes.

D/ - Essais du sélecteur de vitesses

Le sélecteur a été monté dans l'enceinte après un équilibrage soigné. La transmission à l'intérieur de l'enceinte entre passage tournant et axe d'entrée du couple d'engrenages est réalisée par un joint thermostatique type MECA-LABO. L'utilisation de ce joint qui nécessite des axes concourants ne pose pas de problème, l'alésage centrant le passage tournant et l'alésage servant de guidage à l'axe ayant été réalisés par usinage en une opération. La liaison entre le moteur et l'entrée du passage tournant, à l'extérieur de l'enceinte est plus délicate à réaliser correctement. En effet l'alignement des axes est réalisé par calage du moteur. Nous avons constaté qu'un léger défaut dans ce calage se traduit par un point d'excitation de vibrations au niveau du passage tournant donc par l'apparition de vibrations sur les enceintes.

Un montage de centrage nous a permis d'annuler ce défaut (ce centrage doit être effectué à chaque remontage).

Lors du lancement du moteur il est nécessaire de disposer d'une puissance de démarrage trois fois supérieure à la puissance en marche. Ceci ne présente pas d'inconvénient dans le cas de l'utilisation du secteur pour le fonctionnement du moteur ; mais lorsqu'une vitesse stable est nécessaire (utilisation du pilote à quartz et de l'amplificateur de puissance) il faut prévoir le lancement du moteur synchrone par un moteur auxiliaire à vitesse variable.

- CONCLUSION -

L'élaboration du montage d'étude dont nous venons de parler a été très longue car l'ensemble était important ; elle nécessitait d'autre part l'emploi de techniques spéciales.

Les enceintes et les brides en acier inoxydable ont demandé des outillages spéciaux et des temps d'usinage plus longs. La nécessité d'obtenir sur les brides de très bons états de surface (rugosité inférieure à 0,5 µ) a conduit à des reprises en rodage.

Le soudage sous argon qui a été effectué avec beaucoup de soins, a nécessité l'usinage de nombreuses pièces de soutien, pour éviter les déformations consécutives à des échauffements importants et localisés.

L'utilisation de joints or dans le montage de certaines brides (en particulier pour les jauges et le spectromètre) a prouvé l'intérêt et l'efficacité de ces joints.

Le fonctionnement satisfaisant du sélecteur (dont l'usinage a imposé la réalisation d'outils spéciaux) est dû à l'emploi d'éléments de fabrication récente (roulements à billes avec lubrifiant solide, et engrenage en nylon chargé).

L'utilisation de l'étude théorique du champ dans le déflecteur octopole permet de particulariser les molécules par leur vitesse. L'originalité de cette utilisation est complétée par l'obtention des réseaux caractéristiques sur calculateur ANALAC.

Nous avons effectué l'étude et la réalisation de deux sélecteurs de vitesse dont à notre connaissance seuls quelques modèles inspirés du même principe sont actuellement utilisés, en particulier aux U S A.

Les résultats expérimentaux nous apparaissent comme réduits pour les raisons que nous avons déjà indiquées. Les effets attendus sont trop peu marqués pour être considérés comme probants.

Il nous semble que le travail suivant reste à faire :

- Améliorer le vide en testant l'enceinte très minutieusement pour éliminer les microfuites restantes (chaque amélioration diminuant le bruit de fond du spectromètre , permet une détection plus fine)
- Remplacer le gicleur par une source multicanaux
- Reprendre la partie analyse en disposant des pièges à chicanes.

- BIBLIOGRAPHIE -

{1} J.G DASH, H.S SOMMERS — A high transmission slow neutron velocity selector. The review of scientific instruments. Volume 24 number 2. February 1953.

{2} A.E GROSSER, R.P ICZKOWSKI, J.L MARGRAE — New velocity selector for molecular beam. The review of scientific instruments. Volume 34 number 1. 1963

{3} H.U HOSTETTLER, R.B BERNSTEIN — Improved slotted disk type velocity selector for molecular beams. The review of scientific instruments. Volume 31 number 8. August 1960

{4} N.G BASOV, A.N ORAVESKII — Use of slow molecules in a maser . Soviet physics jetp. Volume 37. Number 4. April 1960.

{5} I.I RABI, M.J.B KELLOG, J.R ZACHARIAS — Phys. Rev. 46 - 157 - 1934

{6} N.G BASOV, K.K SVIDZINSKII — News of the institutions of higher learning, Radiophysics. Soviet physics jetp. Volume 1. Number 89. 1958.

{7} DR.W. SPATH — Manuel de l'équilibrage Traduit et adapté par la Société Testwell Paris

{8} H.S WHITE — Small oil-free bearings. J. Research Nat. Bur. Stds. 57 - 185 - 1956.

{9} H.S WHITE — Friction and endurance of prelubricated and unlubricated ball bearings at high speeds and extreme temperatures. J. Research Nat. Bur. Stds. 63 C - 19 - 1959

{10} J.G KING, J.R ZACHARIAS — Some new applications and techniques of molecular beams. Department of physics M.I.T Cambridge. Massachusetts.

{11} C. GENTY — Thèse : Détection thermo-optique des variations d'intensité d'un jet moléculaire. Sciences. Besançon.

{12} — Documentation technique. Compagnie Française Thomson-Houston. Département techniques nucléaires.

{13} TOWNES SCHOWLOW — Microwave Spectroscopie

{14} E. DURAND — Electrostatique et magnétostatique Masson et Cie.

{15} HIRONO — Analysis of focuser for maser oscillators journal of the radio research laboratories. July 1969.

{16} VONBUN — Analysis of a multipole Journal of applied physics. Volume 29. Number 4. April 1958.

{17} SHIMODA — Characteristics of the beam type maser. Journal of the physical society of japan. August 1958.

Ouvrages généraux

BRUHAT — Thermodynamique Masson et Cie.

J.C MAIRE — La méthode des jets moléculaires . Mise au point. Laboratoire de chimie. Institut de Chimie. Strasbourg.

N.F RAMSEY — Molecular beams Oxford. Clarendon press.

R.W ROBERTS — L'ultra vide et ses applications. Dunod

K.F-SMITH — Jets atomiques Monographie. Dunod

E.A TRENDELENBURG — L'ultra-vide Gauthier-Villars